ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 12 DÉCEMBRE 1938.

PRÉSIDENCE DE M. Aimé COTTON.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce à l'Académie qu'à l'occasion des fêtes de Noël la prochaine séance ordinaire aura lieu le mardi 27 décembre au lieu du lundi 26.

M. le **Président** souhaite la bienvenue à M. **Federigo Enriques**, professeur à l'Université de Rome, qui assiste à la séance.

OCÉANOGRAPHIE. — *Sur la quantité de zinc contenue dans l'eau de mer.* Note de M. **Gabriel Bertrand**.

La présence du zinc dans les plantes et dans les animaux marins implique celle du métal dans le milieu où ces êtres doivent puiser les éléments de construction et de fonctionnement de leurs organes. Mais combien y a-t-il de zinc dans ce milieu ?

On a beaucoup étudié déjà la composition chimique de l'eau de mer; on a reconnu et souvent même dosé dans cette eau un assez grand nombre de métalloïdes et de métaux, mais on n'a pas encore réussi à déterminer la proportion de zinc qui s'y trouve. Le peu que l'on sache à cet égard est dû à Dieulafait qui, ayant examiné, en 1880, une eau mère de marais salants de la Méditerranée, est parvenu à en séparer une très petite quantité d'un mélange de sulfures métalliques, dans lequel il a caractérisé, à l'aide du spectroscope, la présence du zinc. Tenant compte alors de la sensibilité de la réaction et calculant qu'un litre d'eau mère à 38° B. représentait 200

à 250[l] d'eau de mer naturelle, Dieulafait a estimé qu'il y avait au moins $1^{mg},6$ à 2^{mg} de zinc dans 1^{m^3} d'eau de la Méditerranée ([1]).

Même en faisant intervenir les causes de pertes signalées par ce savant au cours de la séparation du métal, il apparaît que la proportion de zinc ainsi estimée est bien minime lorsqu'on la compare à celle du corps de certains animaux marins, et l'on peut se demander si la puissance de concentration du zinc par ceux-ci est vraiment aussi considérable : d'après les analyses que j'ai publiées avec Vladesco, il y a, en effet, dans les huîtres jusqu'à $1^{g},5$ et dans les gryphées jusqu'à plus de 7^{g} de zinc par kilogramme de matière sèche ([2]).

Il m'a semblé, en conséquence, intéressant de reprendre l'étude de la question. Grâce à la méthode si sensible et si précise de séparation des moindres traces de zinc dans une solution minérale complexe par la chaux et l'ammoniaque ([3]), il était permis d'espérer une détermination du métal en opérant directement sur l'eau de mer. L'expérience a montré que cette détermination est possible et qu'en apportant une petite modification à la méthode elle devient même presque aussi facile que dans le cas des cendres végétales ou animales.

L'eau de mer est, comme on sait, très riche en sels divers ; de 30 à 40^{g} environ par litre. Ces sels suffisent à empêcher la précipitation du zinc et des métaux lourds par l'hydrogène sulfuré, avec ou sans addition préalable d'acide chlorhydrique ou d'ammoniaque. Certains gênent encore, par leur quantité, l'application de la méthode au *zincate de calcium;* ce sont ceux de magnésium et les sulfates.

Il faut, pour réaliser la séparation quantitative du zinc par la méthode au zincate, ajouter tout d'abord à l'eau de mer, en présence d'ammoniaque, assez de chaux pour déplacer la totalité de la magnésie. En outre d'un précipité volumineux, il se fait alors une quantité importante de sulfate de calcium (environ 4^{g} par litre). La plus grande partie de ce sel peu soluble se dépose, mais le reste sursature le liquide et continue à cristalliser au cours des opérations successives. Il en résulte que le précipité zinco-

---

([1]) *Ann. Chim. Phys.*, 5[e] série, **18**, 1879, p. 349, et **21**, 1880, p. 256; *Comptes rendus*, **90**, 1880, p. 1573, et **96**, 1883, p. 70.

([2]) *Bull. Soc. Chim.*, 4[e] série, **33**, 1923, p. 341.

([3]) Gabriel Bertrand, *Comptes rendus*, **115**, 1892, p. 939 et 1028; Gabriel Bertrand et M. Javillier, *Bull. Soc. Chim.*, 4[e] série, **1**, 1906, p. 63; G. Bertrand et M. Mokragnatz, *Bull. Soc. Chim.*, 4[e] série, **33**, 1923, p. 1539.

calcique, obtenu par ébullition du liquide ammoniacal et dans lequel est rassemblé le métal à doser, peut être souillé de sulfate de calcium. Ce sulfate accompagne alors le zinc dans la solution chlorhydrique. Comme il est moins soluble dans l'eau chargée d'hydrogène sulfuré que dans l'eau seule, il peut s'en précipiter avec le sulfure de zinc et le dosage est faussé par défaut. On peut facilement s'apercevoir, il est vrai, de la présence du sulfate de calcium dans le sulfate de zinc, après la pesée, mais il faut alors recommencer la précipitation du zinc par l'hydrogène sulfuré, ce qui complique et retarde très sensiblement le dosage.

J'ai fait disparaître cet inconvénient (4) en ajoutant à l'échantillon d'eau de mer une quantité convenable de chlorure de baryum spécialement purifié (5). Voici comment on procède à l'opération :

Un litre d'eau de la Manche ou de l'Océan, par exemple, est réduit au quart de son volume dans une capsule de porcelaine, après addition d'un centimètre cube d'acide chlorhydrique pur et concentré. On précipite ensuite l'acide sulfurique par une introduction progressive et en faible excès de solution de chlorure de baryum à 20 pour 100. Il en faut environ 35^{cm^3}. Sans filtrer, on ajoute une dizaine de gouttes de perhydrol, 40^{cm^3} d'ammoniaque pure, non carbonatée, et peu à peu du lait de chaux pure, tant qu'il y a déplacement de magnésie. Si l'on opère sur 2 ou 3 litres, on ne concentre pas plus qu'au quart et, cela va de soi, on double ou triple toutes les quantités de réactifs.

Avec l'eau de la Méditerranée, plus riche en sels, on réduit seulement au tiers du volume après addition de 2^{cm^3} d'acide chlorhydrique et l'on ajoute 50^{cm^3} d'ammoniaque au lieu de 40.

Après le traitement ammoniaco-calcique, on sépare le liquide du précipité par centrifugation. On décante le premier dans un ballon ou une fiole conique. On redissout le second dans la quantité minima d'acide chlorhydrique pur, en diluant à environ 250 ou 300^{cm^3}, et l'on précipite à

(4) Cet inconvénient nous avait déjà gênés, B. Benzon et moi, dans nos recherches sur la teneur en zinc des principaux aliments d'origine végétale, lorsque nous opérions sur certaines espèces de plantes riches en soufre de la famille des Crucifères ou des Liliacées (*Comptes rendus*, 187, 1928, p. 1098, et *Bull. Soc. Chim.*, 4e série, 45, 1929, p. 168). Désormais, il vaudra mieux généraliser à des cas semblables la modification décrite aujourd'hui.

(5) On purifie la solution de chlorure de baryum du zinc qu'il renferme en l'additionnant d'un peu de lait de chaux et d'ammoniaque, faisant bouillir jusqu'à disparition *complète* du gaz alcalin, laissant refroidir et filtrant.

nouveau par l'ammoniaque et un peu de chaux. Après centrifugation, le liquide décanté est joint au précédent. On effectue, pour plus de précision, un deuxième, voire un troisième traitement acido-alcalin du précipité. Enfin, l'ensemble des liquides réunis est traité, comme je l'ai décrit avec Javillier et avec Mokragnatz ([5]). Le zinc est pesé finalement à l'état de sulfate anhydre.

Les échantillons d'eau de mer, prélevés spécialement avec tous les soins voulus, à bonne distance des côtes, ont été expédiés aussitôt à mon laboratoire dans des bouteilles ou des touries de verre, préalablement bien nettoyées.

Le dosage du zinc a pu être réalisé dans l'eau recueillie à l'entrée de la mer du Nord par M. Le Gall, directeur de la Station aquicole de Boulogne-sur-mer; dans l'eau de la Manche, grâce au directeur du Laboratoire de Roscoff, M. Ch. Pérez; dans l'eau de l'Atlantique, envoyée par le directeur de la Station biologique d'Arcachon; dans l'eau, enfin, de la Méditerranée, puisée au large de Monaco, à 10^{m} de profondeur, sur les indications du directeur de l'Institut Océanographique, M. Jules Richard.

Les résultats suivants ont été obtenus :

Origine de l'échantillon.	Volume d'eau analysé.	SO^4Zn pesé.	Zinc correspondant.	Zinc par litre.
		mg	mg	mg
Mer du Nord.........	2 litres	15,3	6,197	3,10
Manche.............	1 »	8,5	3,442	3,44
id.	3 »	27,0	10,935	3,65
Océan Atlantique....	2 »	15,2	6,156	3,08
Méditerranée........	2 »	18,7	7,573	3,79

Il y a donc dans l'eau des mers qui baignent les côtes de France de 3 à 4^{mg} de zinc par litre. Ces quantités dépassent beaucoup l'estimation de Dieulafait, mais sont, néanmoins, encore assez petites. Si on les rapporte aux poids de sels totaux dissous, poids qui ont été trouvés par Th. Schlœsing de $32^{g},4$ dans l'Atlantique et de $38^{g},8$ dans la Méditerranée ([6]), on arrive à un chiffre très voisin de 1 pour 10000. La proportion du zinc contenue dans l'eau de mer serait donc, à très peu près, proportionnelle à la concentration saline totale.

J'ai déterminé comparativement la teneur en zinc de l'eau de la mer Morte, dont un échantillon m'avait été rapporté par M. Georges Claude.

([6]) *Comptes rendus*, **142**, 1906, p. 320.

La richesse saline de cette eau, variable suivant la saison, sèche ou pluvieuse, est en tous cas considérable ; elle atteignait dans l'échantillon analysé environ 236^g par litre. Pour l'analyse, j'ai dû opérer seulement sur un quart de litre et diluer d'un volume d'eau ; le liquide a été acidifié par l'acide chlorhydrique, précipité par le chlorure de baryum et traité, comme ci-dessus, par l'ammoniaque et la chaux. Voici les chiffres fournis par l'analyse :

	Volume d'eau analysé.	SO^4Zn pesé.	Zinc correspondant.	Zinc par litre.
Mer Morte	250^{cm^3}	$2^{mg},7$	$1^{mg},094$	$4^{mg},37$

Cette teneur en zinc est un peu plus élevée que celle de la Méditerranée, mais, comme d'autre part, la mer Morte est 6 fois plus concentrée, cela correspond seulement à une partie de zinc pour environ 54000 de sels totaux dissous. Cette différence est en faveur de l'hypothèse selon laquelle la mer Morte ne serait pas un résidu séparé depuis longtemps de la Méditerranée, mais un lac dû à l'apport et à l'évaporation plusieurs fois millénaire du Jourdain.

En se plaçant au point de vue biologique, il est intéressant de trouver dans les analyses rapportées plus haut une juste mesure de la puissance des animaux marins à capter sélectivement les traces de zinc contenues dans les milieux où ils vivent.

GÉNÉTIQUE. — *Nouveaux cas de Xénie chez des Hybrides de Blés* (Triticum monodurum, Tr. ægilopoïdes, Tr. vulgare). Note de MM. **Louis Blaringhem** et **Kuo Chun Chin**.

La Xénie, action immédiate et apparente du pollen sur le fruit ou sur la graine hybride, a été signalée pour la première fois chez le Seigle (Giltay, 1893); Gregor Mendel (1865) l'a utilisée, sans en connaître le mécanisme, pour la démonstration des règles qui sont les principes de la Génétique moderne; Hugo de Vries (1899) a pu en préciser les causes dans les croisements du Maïs; les Pois à cotylédons sucrés, les Maïs à caryopses ridés donnent des grains ronds et amylacés lorsque les ovaires sont fécondés par le pollen des variétés à graines riches en amidon.

Les Graminées du groupe des Hordées (*Hordeum*, *Secale*, *Triticum*, *Ægilops*...) montrent fréquemment la Xénie surtout lorsque les croisements ont lieu entre variétés convenables d'une même espèce. Et cependant

la découverte de la Xénie chez les Blés est récente (1913). L'un de nous ([1]) en a donné une démonstration décisive à la suite d'hybridations entre Blé Poulard et Froments, entre Engrains et Blés durs ou de Pologne. En fait, de nombreux croisements entre ces espèces avaient été tentés, le plus souvent sans succès; les grains hybrides obtenus sont presque toujours avortés et mal conformés; il faut des circonstances très favorables à la maturation pour obtenir des caryopses pleins et caractéristiques. Ce fut le cas en 1925 ([2]) où l'un de nous a pu montrer, par 1200 combinaisons sexuelles entre espèces de Blés dont le quart environ aboutit à des grains viables, que les déformations des ovaires par les pollens illégitimes trahissent une lutte entre l'organisme maternel et les embryons ou, tout au moins, un déséquilibre suffisant pour expliquer la mortalité précoce de la plupart d'entre eux ([3]). Aussi les hybrides interspécifiques, lorsqu'ils sont viables, présentent, surtout chez les Graminées, des caractères infantiles qui, chez les hybrides stables, disparaissent ou s'atténuent dès la seconde génération (Blaringhem, 1925).

Jusqu'à 1913 les hybrideurs, malgré de nombreux essais, n'avaient pu obtenir de descendance fertile du blé Engrain croisé avec les autres blés cultivés. Vilmorin et ses collaborateurs (1886) doutent de la possibilité de la fécondation; E. von Tschermak (1906) déclare avoir récolté quelques grains dont il n'a pas suivi la germination. En 1913, N. I. Vavilof fait connaître en langue russe qu'après de nombreux essais il a obtenu en 1911 un grain très ridé du croisement *Triticum vulgare* var. *erythrospermum* × *Tr. monococcum* variété *flavescens* ♂, ce dernier souvent classé par les auteurs dans les Engrains doubles; d'après la description sommaire, la plante fut stérile avec des épis fragiles et le pollen complètement avorté. L'un de nous a réussi d'abord en 1910, puis en 1913, les combinaisons *Monococcum* × *durum*, puis *Monococcum* × *polonicum* ([4]), la plupart stériles, mais dont les grains ont montré la Xénie au plus haut degré; l'une d'elles stabilisée a fourni le blé nouveau *Triticum monodurum* et les analyses des grains l'ont classé parmi les blés les plus riches en protéines ([5]).

([1]) *Comptes rendus*, 156, 1913, p. 802; *Bull. Soc. bot. France*, 60, p. 187 et 1 fig.; *C. R. Soc. Biol.*, 76, 1913, p. 855.

([2]) *Comptes rendus*, 180, 1925, p. 218 et p. 389.

([3]) *Bull. Soc. bot. France*, 72, 1925, p. 341, fig. et pl.

([4]) *Comptes rendus*, 158, 1914, p. 346.

([5]) *C. R. Académie d'Agriculture de France*, 13, 1927, p. 306.

L'étude de ces problèmes concernant l'origine et l'amélioration des blés cultivés a été interrompue durant les hostilités et reprise en 1922. En réalité, tous les généticiens étaient convaincus à cette date qu'il était beaucoup plus difficile d'obtenir des descendances des croisements de l'Engrain (*Monococcum*) avec les blés communs que des croisements de ces mêmes blés avec les Ægilopes sauvages. Tant pour les caractères de paille et de grains des *Monococcum* qu'à cause du nombre très faible de chromosomes $n = 14$, les botanistes sont enclins à faire des Engrains un sous-genre distinct des *Triticum*, au même titre que les Chiendents (*Agropyrum*).

Le problème s'est posé sous un jour nouveau en 1924. L'un de nous avait pu se procurer quelques grains d'une Graminée sauvage, dispersée des Balkans à la Perse à travers la Mésopotamie et décrite en 1834 par Link sous le nom de *Crithodium ægilopoïdes*. E. Boissier en 1853 en fit un Blé sauvage qu'il nomma *Triticum boeticum*, nom que nous lui conservons en tant que genre, car c'est bien un Blé, très proche parent de l'Engrain. Boissier continuant ses études le décrit de nouveau en 1884 comme un *Triticum monococcum* var. β *lasiorrhachis*, traduisant ainsi la fragilité des épis; mais les règles de la nomenclature nous imposent la désignation *Triticum ægilopoïdes* Balansa.

Les croisements directs et réciproques entre *Tr. monococcum* var. *vulgare* des collections de la Station de Bellevue avec ce Blé sauvage *Tr. ægilopoïdes* Bal. ont donné la solution définitive en 1927. Quoique distinctes par une série de caractères végétatifs très frappants, par les épis et par les grains aussi, ces deux formes se comportent dans leurs croisements comme des variétés affines; la parfaite fécondité des hybrides (F_1), la multiplicité des disjonctions du type mendelien en (F_2) a permis d'isoler en quelques années plus de dix formes d'Engrains, nouvelles et bien stables, non décrites jusqu'alors. En annonçant ce résultat ([6]) M. Blaringhem a insisté sur l'importance de cette découverte pour l'amélioration méthodique des Blés destinés à la panification.

En 1935, M. Chin Kuo Chun étudie à la Station Berthelot la série de Blés qu'il apporte de Chine et les compare aux Blés de la Collection de Bellevue (Seine-et-Oise); en 1936, parmi de nombreux croisements, il obtient deux grains dérivés d'un *Monococcum* × *Triticum vulgare* var. Hybride de la Paix; on sait que c'est un Froment à très fort rendement en

---

([6]) *Comptes rendus*, 184, 1927, p. 225.

grains très gros, riches en amidon. La première génération (F_1) est d'emblée fertile; l'un des grains, le plus maigre, donne un type *Monococcum*; l'autre, le plus gros, présentant la Xénie au plus haut degré, donne un type *vulgare* offrant de grandes analogies avec le père. Ces grains semés en mars 1937 à la Station Berthelot sont l'origine de variétés uniformes dans toutes leurs parties et dont l'hérédité n'est pas douteuse. Tous deux sont les prototypes d'une nouvelle catégorie de Blés *Monococcovulgare* ou Froments-Engrains.

Les grains des deux souches conservent, dans leur descendance (F_3), toutes les particularités notées en (F_1) et en (F_2); ce sont des combinaisons stabilisées des albumens des parents. Quant aux caractères végétatifs ils ne trahissent pour ainsi dire plus leur double origine spécifique. La variété 1 à grains maigres serait classée, par tout observateur même averti, dans les *Monococcum*; la taille est plus élevée, les épis sont plus longs et peut-être moins denses, les barbes plus fortes avec base étalée comme celle des Froments, mais ce sont des particularités liées à la végétation vigoureuse et à la production de grains bombés cylindriques, quoique effilés aux deux extrémités comme ceux des Engrains.

La variété 2, si les grains ne montraient la Xénie et n'avaient cette forme effilée aux deux extrémités, serait sans hésitation classée dans les Froments du type paternel; mais il subsiste dans la végétation, dans l'étalement et la couleur des feuilles, jusque dans les touffes de poils des ligules, des traces évidentes de leur ascendance maternelle *Monococcum*.

En bref, ces hybrides Froments-Engrains se comportent exactement comme les célèbres *Hybrides sans fécondation* (Parthénogénèse mâle, déclarait A. Giard) obtenus par Millardet dans ses croisements d'espèces très éloignées de Fraisiers. Le fait nouveau, et il est d'importance, est l'acquisition de Blés avec des albumens mixtes de Froment et d'Engrain.

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *Le comportement du virus de la fièvre jaune chez le moustique* Aëdes geniculatus. Note de MM. **Émile Roubaud**, **Jacques Colas-Belcour** et **Georges-Jean Stefanopoulo**.

Nous avons fait connaître ([1]) une expérience positive de transmission du virus de la fièvre jaune au singe par les piqûres d'un moustique indigène

([1]) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 182.

dans les régions paléarctiques, l'*Aëdes geniculatus*. Une dizaine de ces moustiques, infectés, maintenus à la température de 30 à 35° C., ont transmis à un singe *rhesus* une fièvre jaune viscérale mortelle, contrôlée.

Une deuxième expérience a été réalisée, dans le même temps, avec la même espèce culicidienne; mais les moustiques, 24 heures après le repas infectant, furent maintenus à la température normale du laboratoire, de 20 à 22° C. Le protocole de l'expérience est donné ci-après :

Le 4 juin le *M. rhesus* 752 reçoit, par voie sous-cutanée, une injection de virus viscérotrope (foie virulent, de souche française, même souche que dans la première expérience). Le 5 juin, 5 femelles de *Aëdes geniculatus* se gorgent sur le *rhesus* 752. La présence du virus dans le sang du singe, au moment du repas infectant, a été confirmée chez la souris. Le singe 752 meurt le lendemain de fièvre jaune viscérale typique (*vomito negro*, lésions histologiques, etc.).

Les moustiques ayant été conservés à 30° C., du 7 au 8 juin, sont placés, à partir du 9 juin, pendant tout le reste de l'expérience à 20 et à 22° C., température normale du laboratoire à cette époque.

Le 25 juin (18e jour), trois des moustiques se gorgent sur le *M. rhesus* neuf n° 755. Ce singe est également piqué le 29 (22e jour) par deux moustiques qui se gorgent abondamment; un troisième pique à plusieurs reprises, mais sans se gorger.

A cette date, les cinq *Aëdes* sont sacrifiés pour la vérification de la présence du virus; l'émulsion du broyage des insectes en eau physiologique est inoculée à des souris qui meurent de fièvre jaune.

Pourtant l'examen du singe 755, piqué par les moustiques infectés, ne décèle pas de transmission de la maladie. La température demeure normale; le sang prélevé au 7e jour après le 1er repas infectant n'est pas virulent. Le test de séroprotection, pratiqué successivement les 13 et 26 juillet et le 11 octobre 1937, demeure négatif. Enfin, le 13 décembre, l'animal subit une inoculation d'épreuve; il est sacrifié le 16 à l'état agonique; à l'autopsie fièvre jaune typique.

En résumé, alors que des *Aëdes geniculatus* infectés, conservés à haute température (30-35° C.), ont transmis au singe une fièvre jaune mortelle, des *Aëdes geniculatus* conservés à température plus basse (20-22° C.), quoique reconnus infectés du virus amaril, n'ont point manifesté de pouvoir infectant par la piqûre.

Rappelons que A. Pettit, E. Roubaud et G. J. Stefanopoulo (2), ainsi

---

(2) *C. R. Soc. Biol.*, **104**, 1930, p. 63.

que d'autres auteurs, ont déjà noté que par *Aëdes ægypti* la transmission de la fièvre jaune est plus difficile et généralement s'opère sous une forme atténuée, lorsque la température est inférieure à 25° C. Il convient toutefois de remarquer que, même dans ces conditions, la transmission du virus amaril se montre souvent possible par ce dernier moustique.

Nos expériences relatives à l'*Aëdes geniculatus* sont à rapprocher de celles qui ont été récemment réalisées par B. L. Bennett, F. C. Baker et A. W. Sellards (³) avec *Aëdes triseriatus*. Ce moustique est un moustique néarctique, dont la distribution, en Amérique septentrionale, comme celle de l'*Aëdes geniculatus* dans les régions paléarctiques, se trouve en dehors des zones endémiques de fièvre jaune. C'est également, comme l'*Aëdes geniculatus*, un moustique dont les larves se rencontrent dans les petites collections d'eau des trous d'arbres. Les auteurs américains signalent une transmission de fièvre jaune mortelle aux singes avec des *Aëdes triseriatus* maintenus à 37° C., tandis que des moustiques maintenus à 28° C. n'ont pas infecté deux singes, dans les mêmes conditions.

Pour conclure, il est permis de penser à une atténuation de l'aptitude transmettrice du virus amaril chez ces Culicides de régions froides sous l'influence de températures voisines de 25° C. La transmission de la fièvre jaune par ces Aëdinés ne paraît guère possible qu'à la faveur d'une haute température.

MICROBIOLOGIE. — *Remarques sur l'action toxique du milieu à propos de la Note de M. Régnier et Mlle Lambin* (¹). Note (²) de MM. **Vito Volterra** et **V. A. Kostitzin**.

Dans une Note sur l'antagonisme microbien (³) M. Régnier et Mlle Lambin ont étudié le développement de *Staphylococcus aureus* et de *Bacillus coli* dans un milieu liquide (bouillon de viande peptoné salé), soit en culture pure, soit en culture mixte. Dans le premier cas la population suit une loi toute différente de celle de Verhulst-Pearl, en passant par un maximum et en décroissant assez rapidement ensuite. Dans une remarque

(³) *Science*, 88, n° 2287, 1938, p. 410.

(¹) Voir ci-dessous p. 1263.

(²) Séance du 5 décembre 1938.

(³) *Comptes rendus*, 199, 1934, p. 1682.

publiée à la suite de ladite Note et dans un volume publié en collaboration avec M. d'Ancona ([4]), M. Volterra a tâché d'expliquer ce phénomène par l'action de substances toxiques dues à l'action chimique de la population bactérienne et s'accumulant dans le milieu. Du point de vue mathématique, le problème se réduit à une équation intégro-différentielle, laquelle, dans le cas d'intoxication constante, peut être présentée comme une équation différentielle. M. Volterra en a donné une solution approchée dont l'allure traduit assez bien la courbe expérimentale. M. V. A. Kostitzin ([5]) a repris la question en donnant une solution exacte qui, elle aussi, est en bon accord avec les observations, et en résolvant un problème plus général.

Dans la nouvelle Note de M. Régnier et Mlle Lambin ([1]) est étudié le développement d'une population pure de *Bacillus coli* dans un milieu salé contenant du peptone à concentration variable d'une expérience à l'autre. Dans le cas de l'absence complète de la nourriture on observe une extinction extrêmement rapide, *surtout au début*, de la population, mais il suffit d'une concentration minime de la nourriture pour que la courbe du développement présente un maximum très caractérisé avec décroissance ultérieure. La courbe de ces maxima considérés en fonction de concentration du peptone a une forme pareille à la courbe logistique. MM. Volterra et Kostitzin ont essayé d'avoir une idée de la forme de cette courbe, en partant des formules de M. Kostitzin. En effet, ces formules donnent le maximum p_m en fonction des coefficients vitaux ε (multiplication), h (action mutuelle, concurrence), c (action toxique). On peut supposer *a priori* que la multiplication croît avec la concentration q de nourriture et qu'au contraire l'action mutuelle et l'action toxique décroissent dans les mêmes conditions. Les calculs numériques de M. Kostitzin, qui sont résumés dans la table suivante, montrent qu'en effet le comportement des coefficients correspond aux prévisions théoriques :

q	0,001.	0,005.	0,020.	0,050.	0,100.	0,25.	0,5.	1,0.	2,5.	5,0.	10.	20.
ε	0,33.	0,37.	0,46.	0,63.	0,93.	0,99.	1,07.	1,13.	1,18.	1,23.	1,24.	1,24.
$10^3.h$	144	93	39	30	24	12,3	7,3	5,0	3,9	3,4	3,3	3,1
$10^5.c$	430	370	78	93	60	31	11,7	6,7	4,6	4,1	3,3	3,2
$10^{-6}.p_m$ ...	1,8	3,0	16,7	17,2	35,8	70,0	134,0	214,0	286,0	348,0	363,5	380,6

([4]) Volterra-d'Ancona, *Les associations biologiques au point de vue mathématique*, Paris, 1935.

([5]) *Comptes rendus*, **201**, 1935, p. 516-518; **204**, 1937, p. 1683-1685; voir aussi *Biologie mathématique*, Paris, 1937.

On voit d'autre part que, pour de grandes concentrations du peptone, les coefficients ε, h, c ont une allure nettement asymptotique. Ce fait s'explique très bien par l'existence d'une limite physiologique supérieure pour l'assimilation de la nourriture, ainsi que pour la vitesse de croissance et de divisions cellulaires. Donc, en admettant que tous les coefficients sont des fonctions de la concentration q, on peut supposer que les limites suivantes existent :

$$\lim_{q\to\infty} \varepsilon = 1,2, \qquad \lim_{q\to\infty} h = 0,003, \qquad \lim_{q\to\infty} c = 0,00003$$

Cette hypothèse se trouve confirmée par les chiffres publiés dans la première Note de M. Régnier et Mlle Lambin (¹). En tenant compte de la différence de la technique du dénombrement dans les deux séries d'expériences, on trouve les valeurs suivantes des coefficients

$$\varepsilon = 1,1, \qquad h = 0,003, \qquad c = 0,00003.$$

Or la concentration de nourriture dans les premières expériences de M. Régnier et Mlle Lambin était certainement supérieure à 20. L'accord est parfait.

Considérons maintenant la formule

$$p_m = \frac{\varepsilon}{h} - \frac{c}{h^2}\log\left(1 + \frac{\varepsilon h}{c} - p_0\frac{h^2}{c}\right)$$

exprimant le maximum p_m en fonction de ε, h, c. Il est clair que p_m considéré en fonction de q tend nécessairement vers une limite finie, ce qui concorde très bien avec les observations. Donc l'hypothèse de l'action toxique accumulée de M. Volterra rend très bien compte de ces nouvelles expériences de M. Régnier et de Mlle Lambin.

GÉODÉSIE. — *Carte gravimétrique des Philippines.* Note (¹) de M. **Pierre Lejay.**

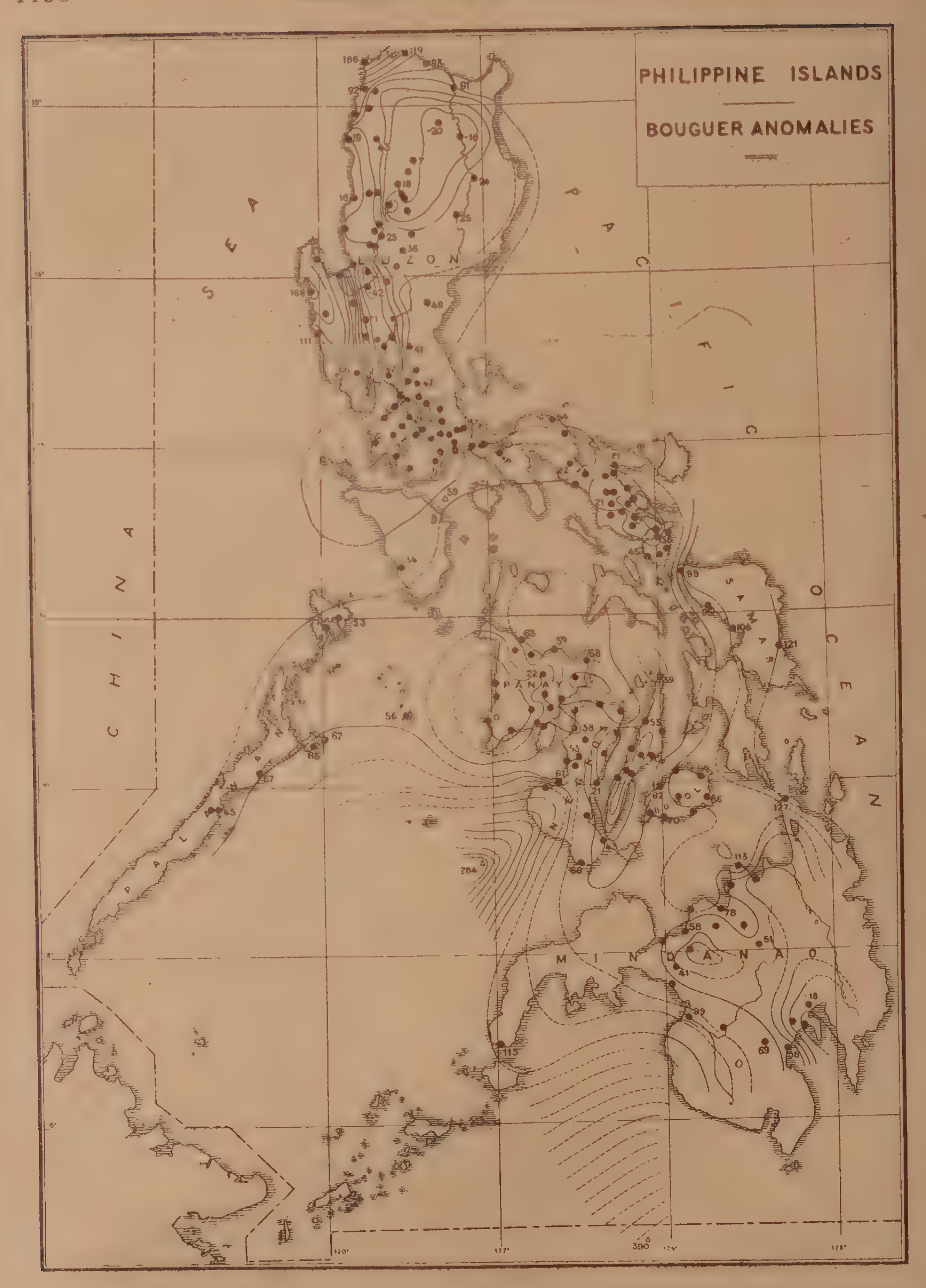
Le tableau donne les valeurs de la gravité dans les îles de Negros, Cebu, Bohol, Mindanao et Samar, et quelques nouvelles valeurs à Luzon (²).

De la carte qui suit il ressort que l'infrastructure des Philippines, assez complexe, est en relation étroite avec les irrégularités de la surface. Les

(¹) Séance du 5 décembre 1938.

(²) P. Lejay, *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 828.

Stations.	Latitude.	Longitude Greenwich.	Alt.	δ.	Dates.	g.	g_0.	g''_0.	γ'_0.	$g_0-\gamma'_0$.	$g''_0-\gamma'_0$.	Δ.	Δ
	° ′	° ′	mètres		1938	Adopté	gals	gals	gals	mgals	mgals	622	42
Bacolod	10.40,1	122.56,7	4	2,4	11–IV	978,262	978,263	978,263	978,225	38	38	–	
Hinigaran	10.16,3	122.50,8	4	2,5	12 »	978,271	978,272	978,272	978,213	59	59	-	
Canayan	9.58,4	122.37,4	10	2,6	12 »	978,322	978,325	978,324	978,203	122	121		
Ilog	10. 1,5	122.46,1	5	2,6	12 »	978,265	978,267	978,266	978,205	62	61		
Isabella	10.12,3	122.59	26	2,6	12 »	978,280	978,288	978,285	978,211	77	74	-	
La Castellana	10.19,4	123. 1	47	2,6	12 »	978,257	978,272	978,267	978,214	58	53	–	-
Manbucal	10.31	123. 5,5	330	2,6	13 »	978,205	978,310	978,271	978,221	89	50	0	+1
Saravia	10.52,7	122.58,7	8	2,6	14 »	978,278	978,281	978,280	978,232	49	48	-	–
Trozo-Cadiz	10.56,8	123.16,8	20	2,6	14 »	978,291	978,297	978,295	978,235	62	60	-	–
Escalante	10.50,1	123.33,4	10	2,6	14 »	978,304	978,307	978,306	978,231	76	75		
Calatrava	10.35,6	123.28,8	5	2,6	14 »	978,226	978,228	978,227	978,223	5	4		
Villehermoso	10.20,1	123.19,5	5	2,6	15 »	978,225	978,227	978,226	978,215	12	11		-
La Libertad	10. 1,7	123.14	5	2,6	15 »	978,225	978,227	978,226	978,205	22	21		
Bais	9.35,5	123. 7,1	7	2,6	15 »	978,262	978,264	978,263	978,192	72	71		
Siaton	9. 4	123. 1,9	15	2,6	15 »	978,240	978,245	978,243	978,177	68	66		
Dumaguete	9.18,5	123.18,4	3	2,6	15 »	978,226	978,227	978,227	978,184	43	43	—2	+3
Cagayan	8.29	124.38,6	6	2,5	27 »	978,238	978,240	978,239	978,161	79	78	—2	+5
Malaybalay	8. 2,5	125. 5,8	635	2,7	28 »	978,080	978,275	978,201	978,150	125	51		
Sumilau	8.16,8	124.56,2	740	2,7	29 »	978,087	978,314	978,228	978,156	158	72		
Balingasag	8.45	124.47	6	2,6	30 »	978,213	978,215	978,214	978,168	47	46	0	+1
Talisayan	8.59	124.52,8	3	2,6	30 »	978,286	978,287	978,287	978,174	113	113		
Gingoog	8.49,4	125. 6	5	2,6	30 »	978,206	978,208	978,207	978,170	38	37	–	
Initao	8.30	124.19	5	2,6	2–V	978,247	978,249	978,248	978,161	88	87		
Iligan	8.14,5	124.14,5	10	2,6	2 »	978,211	978,214	978,213	978,155	59	58		–
Kalambugan	8. 8	123.56	12	2,6	2 »	978,210	978,214	978,212	978,152	62	60		–
Dansalan	8. 0,5	124.18,5	730	2,6	3 »	978,023	978,247	978,166	978,149	98	17		
Ganasi	7.49,5	124. 7,5	701	2,6	3 »	978,047	978,262	978,185	978,144	118	41	–	–
Ma'abang	7.36	124. 4	3	2,5	3 »	978,211	978,212	978,212	978,139	73	73		
Cotabato	7.13,5	124.14,5	20	2,6	4 »	978,225	978,231	978,229	978,130	101	99		
Pikit-Pagalungan	7. 4	124.39,5	25	2,6	4 »	978,198	978,206	978,203	978,127	79	76	–	
Malasila	6.53	125.10	330	2,6	4 »	978,127	978,229	978,192	978,123	106	69	-	-
Santa Cruz	6.50,5	125.24,5	5	2,5	4 »	978,177	978,179	978,178	978,122	57	56	-	–
Davao	7. 4,5	125.37	3	2,5	5 »	978,104	978,105	978,105	978,127	—22	—22	0	+1
Tagum	7.19	125.40,5	5	2,5	5 »	978,113	978,115	978,114	978,132	—17	—18		
Malagos	7.10,5	125.27,4	325	2,5	6 »	978,056	978,156	978,122	978,129	27	— 7		
Talakag	8.16	124.37,5	420	2,7	9 »	978,126	978,255	978,206	978,155	100	51		
Cebu	10.17,5	123.54,1	15	2,6	11 »	978,267	978,272	978,270	978,213	59	57		
Catbalogan	11.46,4	124.52,9	6	2,6	12 »	978,366	978,368	978,367	978,263	105	104		
Calbayog	12. 4,2	124.36,5	4	2,6	12 »	978,368	978,369	978,369	978,274	95	95		
Allen	12.29,9	124.17,5	2	2,5	12 »	978,388	978,389	978,389	978,290	99	99		
Manille	14.34,7	120.58,9	4	2,5	19 »	978,360	–	–	–	–	–	—1	—5
Antipolo	14.35,5	121.10,5	193	2,7	25 »	978,399	978,459	978,436	978,376	83	60	0	+1
Tanay	14.30	121.16,9	6	2,7	25 »	978,410	978,412	978,411	978,372	40	39		
Suniloan	14.25,5	121.26,6	5	2,7	25 »	978,396	978,398	978,397	978,369	29	28		
Pagsanjan	14.16,5	121.27,1	5	2,7	26 »	978,387	978,389	978,388	978,362	27	26	–	
Sampaloc	14. 9,7	121.38,4	85	2,7	26 »	978,349	978,375	978,366	978,357	18	9		
Mauban	14.11,7	121.43,8	4	2,5	26 »	978,395	978,396	978,396	978,359	37	37		
Lucban	14. 7,2	121.33,1	430	2,6	26 »	978,275	978,407	978,359	978,355	52	4	–	
Lilio	14. 7,9	121.26,1	245	2,6	27 »	978,315	978,391	978,363	978,356	35	7		
Los Banos	14.10,9	121.13,3	7	2,6	27 »	978,390	978,392	978,391	978,358	34	33	–	
Sto Tomas	14. 6,5	121. 8,4	140	2,6	27 »	978,339	978,382	978,367	978,355	27	12		
Binan	14.20,3	121. 5,2	6	2,6	27 »	978,385	978,387	978,386	978,365	22	21		
Naic	14.19,2	120.45,8	6	2,5	27 »	978,357	978,359	978,358	978,364	— 5	— 6		
Fort Mc Kinley	14.33,5	121. 2,3	40	2,5	1–VI	978,390	978,402	978,398	978,374	28	24	0	0
Barrage de Montalban	14.44	121. 8,7	58	2,6	3 »	978,417	978,435	978,429	978,382	53	47		
Manille	14.34,7	120.58,9	4	2,5	5 »	978,360	–	–	–			—2	0
Zi-Ka-Wei	31.11,5	121.25,7	7	2,5	17 »	978,436						0	0


PHILIPPINE ISLANDS
BOUGUER ANOMALIES
LUZON
SEA
PACIFIC
OCEAN
CHINA
PALAWAN
PANAY
NEGROS
SAMAR
BOHOL
MINDANAO

régions montagneuses sont couvertes de fortes anomalies positives, contrairement à la loi générale. Ainsi les chaînes étroites qui bordent la côte ouest du Nord de Luzon, les chaînes le long de la côte est et les massifs de l'extrémité sud, la partie montagneuse au Nord-Est de Panay, l'arête qui forme l'ossature de Cebu, la région centrale de Mindanao, coïncident avec des zones où la gravité est en excès ([3]).

Nous avons pu approcher de nombreux volcans et établir quelques stations sur leurs pentes. En aucun cas, il n'a été possible de déceler une influence quelconque de ces masses pourtant imposantes : presque toujours, il est vrai, les lignes de volcans se placent au centre d'une bande d'anomalies plus faibles, mais aucun volcan, quelle que soit son importance, même dépassant largement 2000^m d'altitude, n'a d'action individuelle; on cherche en vain, une trace de l'Arayat (1000^m) du Banahao, de l'Isarog (1976^m), du Bulusan (1560^m) ou même du Mayon (2422^m) et de l'Apo (2953^m). Sur les flancs de l'Isarog, à Conçocep (532^m), l'anomalie est de 36 milligals, tandis qu'à Tigaon, station de plaine voisine, elle est de 34; sur le Mayon, à 773^m, elle est de 16, tandis que tout autour du volcan elle varie au voisinage de 21.

Ce fait s'explique aisément si l'on suppose que le volcan est formé de matériaux de surface qui se sont frayé un passage vers l'extérieur par une fissure étroite. Le volcan ne correspond pas à des dénivellations importantes de masses internes.

L'action des compensations de nombreuses fosses océaniques voisines des côtes, se fait nettement sentir : à l'extrémité Nord-Ouest de Luzon (Cap Bojeador + 166 mgals), à Samar (+ 100), au Sud-Ouest de Negros (+ 121), au Sud-Ouest et au Sud de Mindanao. Nous n'avons pu explorer la côte est de cette dernière île, mais l'anomalie de Surigao (+ 127), trouvée par le *Coast and Geodetic Survey*, révèle aussi l'action lointaine de la grande fosse du Pacifique.

L'anomalie de Davao (— 22) pourrait être l'extrémité nord de la longue bande d'anomalies négatives suivie par M. Vening Meinesz depuis le Sud de Sumatra jusqu'au Sud-Est de Mindanao.

([3]) Nous montrerons dans un prochain travail que ce fait peut s'expliquer sans que nécessairement la théorie isostatique soit en défaut.

ÉLECTIONS.

Par la majorité absolue des suffrages M. **Ejnar Hertzsprung**, à Leyde, est élu Correspondant pour la Section d'Astronomie, en remplacement de M. *Campbell*, décédé.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Jules Lefèvre. *Manuel critique de Biologie* (présenté par M. P. Portier).

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Mouvement brownien et schémas géométriques*. Note de M. **Paul Lévy**, présentée par M. Jacques Hadamard.

1. Soient $[t]$ la position à l'instant t d'un point mobile dans un plan ; C sa trajectoire pour $0 \leq t \leq 1$; L_n la ligne brisée ayant pour sommets les points $[h/N]$ ($N = 2^n$; $h = 0, 1, \ldots, N$) ; S_n l'aire comprise entre L_n et L_{n+1} ; $l_h^{(n)}$, ou simplement l_h, la longueur du $h^{\text{ième}}$ côté de L_n ; $T_h^{(n)}$ le $h^{\text{ième}}$ triangle de S_n ; $s_h^{(n)}$ son aire. Nous appliquerons ces notations : 1° à une courbe aléatoire Γ, trajectoire d'un point dans le mouvement brownien plan théorique [1], les unités étant telles que $\mathfrak{M}\{l_h^2\} = 1/N$; 2° à une courbe aléatoire Γ', obtenue en prenant pour S_0 un triangle rectangle isoscèle d'hypoténuse $l_1^{(0)} = 1$, et en déterminant successivement les S_n par la condition que chaque $T_h^{(n)}$ soit semblable à S_0 et d'après un tirage au sort à chances égales placé d'un côté ou de l'autre du côté de L_n qui est son hypoténuse ; 3° aux courbes C_0 et C_1 déduites respectivement du schéma précé-

---

[1] C'est-à-dire que les propriétés connues du mouvement brownien subsistent à une échelle arbitrairement petite.

dent en supposant chaque $T_h^{(n)}$ toujours extérieur ou toujours intérieur à $T_k^{(n-1)}$ ($h=2k-1$ ou $2k$). C_1 remplit exactement S_0; C_0 remplit une aire composée d'une infinité dénombrable de parties distinctes, de mesure totale égale à celle de S_0 ([2]).

Pour C_0 et C_1, chaque arc sous-tendu par un côté de L_n est semblable à la courbe entière; pour Γ et Γ', les propriétés probables de l'arc décrit pendant un intervalle de temps quelconque Δt sont les mêmes que celles de la courbe entière, mais à une échelle plus petite; dans les deux cas le rapport de similitude est $\sqrt{\Delta t}$. A ces points de vue, C_0 et C_1, ou même Γ' sont des schémas qui peuvent donner une idée du mouvement brownien. Mais « on ne peut pas imiter le hasard » (E. Borel); il y a nécessairement des différences, que nous allons préciser.

Pour C_0, C_1 et Γ', $A_n=\Sigma s_h^{(n)}=1/4$, $B_n=\Sigma l_h^2=1$; pour Γ, il est presque sûr que $4A_n$ et B_n tendent vers 1, pour n infini. Pour C_0 et C_1, une loi précise fait que les triangles d'un même S_n ne se recouvrent pas; le hasard ne peut pas produire ce résultat; pour Γ et Γ', S_n est, si n est grand, une aire très petite recouverte en moyenne un grand nombre de fois, et il est presque sûr, non seulement que sa mesure tend vers zéro, mais que la courbe limite est un ensemble de mesure superficielle nulle.

Ce fait entraîne des conséquences importantes pour la théorie des équations différentielles stochastiques : X et Y étant les coordonnées du point $[t]$ de Γ, il est presque sûr que l'intégrale de $Y\,dX$, définie comme limite d'une somme, existe; plus généralement, P et Q étant des fonctions continues à la Lipschitz, le problème de Cauchy relatif à l'équation différentielle

$$dU = P(X, Y, U)\,dX + Q(X, Y, U)\,dY \tag{1}$$

admet une solution et une seule : les approximations fournies par la méthode de Cauchy-Lipschitz convergent presque sûrement vers une limite, fonctionnelle non aléatoire des fonctions aléatoires X et Y ([3]).

Soient r et θ les coordonnées polaires de $[t+\Delta t]$, l'origine étant en $[t]$;

([2]) Cf. *Journal de l'École polytechnique*, 3e série, n° 8, 1938, p. 271-278.

([3]) M. S. Bernstein, dans un important Mémoire de 1933, a seulement montré que ces approximations dépendent de lois tendant vers une limite. Notre résultat est au sien ce que la loi forte des grands nombres est au théorème de Bernoulli. Il s'étend au mouvement brownien dans l'espace, et aussi au cas de variables aléatoires beaucoup plus générales.

r^2 est en général de l'ordre de grandeur de Δt. Mais, tandis que pour C_0, C_1 et Γ', $r^2/\Delta t$ est sûrement borné, pour Γ, t étant fixe et Δt tendant vers zéro, on sait que ce rapport atteint presque sûrement une infinité de fois $\log \log 1/\Delta t$. Les variations de θ sont, au contraire, en première approximation, de la même nature pour toutes ces courbes : il est sûr, pour C_0, C_1 et Γ', et presque sûr, pour Γ, que, sauf pour des valeurs de t constituant un ensemble de mesure nulle, θ prend une infinité de fois n'importe quelle valeur finie.

2. Modifions la définition de L_n en prenant pour sommets de cette ligne brisée les positions de $[t]$ pour $n-1$ instants $t_1, t_2, \ldots, t_{n-1}$ choisis au hasard entre zéro et un (avec répartition uniforme de la probabilité), puis rangés par ordre de grandeur. Γ a alors presque sûrement la propriété suivante : il est presque sûr que $B_n = \Sigma l_h^2$ (qui a maintenant, pour chaque courbe, un caractère aléatoire) tend vers un pour n infini. Une courbe peut à ce point de vue donner une idée de l'agitation brownienne si, pour chaque arc, il est presque sûr que la somme analogue à B_n relative à cet arc tend vers une limite L finie et non nulle, que nous appellerons *mesure de l'agitation brownienne*. C_0 et C_1 ont cette propriété, et Γ' l'a presque sûrement, L étant proportionnel à Δt (variation de t sur l'arc considéré). Ces résultats s'étendent au mouvement brownien dans l'espace et aux courbes gauches déduites de C_0 en faisant tourner chaque $T_h^{(n)}$ autour de son hypoténuse d'un angle choisi au hasard, suivant une loi quelconque, mais indépendante de n et h.

Soit $\bar{B}_n$ le maximum de B_n quand on fait varier les sommets de L_n. Pour Γ, il est presque sûr que $\bar{B}_n$ augmente indéfiniment avec n. Les courbes C_0, C_1 et Γ', pour lesquelles $\bar{B}_n$ est sûrement borné, sont donc à ce point de vue trop régulières pour donner une idée exacte du mouvement brownien.

GÉOMÉTRIE INFINITÉSIMALE DIRECTE. — *Contribution au problème de M. Fréchet* [1] *relatif à la recherche d'une paramétrisation dérivable pour les courbes douées d'une tangente en tout point.* Note de M. **Christian Pauc**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Notations. — $\mathcal{H}$ étant un espace distancié, une fonction continue p faisant correspondre à toute valeur τ d'un intervalle de nombres $[\alpha, \beta]$ avec $\alpha < \beta$ un point $p(\tau)$

---

(1) *Fund. Math.*, 26, 1936, p. 334. Résultats déjà obtenus : Valiron, *Nouv. Ann. Math.*, 84, 1927, p. 46-51 ; Ward, *Fund. Math.*, 28, 1937, p. 280-288.

de $\mathcal{H}$ définit une *courbe* C *de* $\mathcal{H}$ (²); nous notons la dépendance entre C, p et $[\alpha, \beta]$ par l'écriture C : $p[\alpha, \beta]$; nous considérons à côté du point $p = p(\tau)$ dit *point géométrique*, le *point mobile* ou *point affecté d'un rang sur* C (²), $\tilde{p} = \tilde{p}(\tau)$; p en est appelé le *support* et nous notons $p = |\tilde{p}|$: nous posons $\tilde{a} = \tilde{p}(\alpha)$, $\tilde{b} = \tilde{p}(\beta)$. Soient $\tilde{p}'$ et $\tilde{p}''$ deux points sur C distincts, de supports respectifs p' et p''; quand $\tilde{p}$ va de $\tilde{p}'$ à $\tilde{p}''$, $\tilde{p}$ décrit une courbe $C_{\tilde{p}', \tilde{p}''}$; nous posons

$$\rho(\tilde{p}', \tilde{p}'') = \text{rayon minimum d'une sphère de centre } p' \text{ incluant } C_{\tilde{p}', \tilde{p}''},$$
$$\chi(\tilde{p}', \tilde{p}'') = [\rho(\tilde{p}', \tilde{p}'')/\text{distance de } p' \text{ à } p''], \text{ si } p' \neq p'', = \infty \text{ si } p' = p'';$$

puis, $\tilde{p}$ représentant un point sur C :

$$\text{pour } \tilde{p} < \tilde{b}, \quad \chi_d(\tilde{p}) = \limsup \chi(\tilde{p}, \tilde{p}'') \quad \text{lorsque } \tilde{p}'' \to \tilde{p} \quad \text{avec } \tilde{p}'' > \tilde{p};$$
$$\text{pour } \tilde{p} > \tilde{a}, \quad \chi_g(\tilde{p}) = \limsup \chi(\tilde{p}, \tilde{p}') \quad \text{lorsque } \tilde{p}' \to \tilde{p} \quad \text{avec } \tilde{p}' < \tilde{p}.$$

La *représentation* $p[\alpha\beta]$ de C est *propre* (²) s'il n'existe aucun sous-intervalle $[\tau_2\tau_3]$ de $[\alpha\beta]$ avec $\tau_1 < \tau_2$ sur lequel p soit constante; tout point $\tilde{p}$ correspond alors à une seule valeur de τ; la représentation propre $p^*[\alpha^*\beta^*]$ la plus générale de C s'en déduit, partant d'une fonction continue croissante φ définie sur $[\alpha\beta]$, arbitraire, et posant

$$\alpha^* = \varphi(\alpha), \qquad \beta^* = \varphi(\beta),$$
$$\tau^* \varepsilon [\alpha^*\beta^*], \qquad p^*(\tau^*) = p[\varphi^{-1}(\tau^*)] \qquad (\varphi^{-1} = \text{fonction inverse de } \varphi).$$

Si $\mathcal{H}$ est un espace euclidien $\mathcal{E}_n$ avec $n > 1$, par *demi-tangente droite* (*gauche*) de C en $\tilde{p}$, nous entendons une demi-droite R jouissant de la propriété suivante : il existe une suite $\tilde{p}_2, \ldots, \tilde{p}_m, \ldots$ de points sur C à droite (gauche) de $\tilde{p}$, convergeant vers $\tilde{p}$ avec $|\tilde{p}_m| \neq |p|$ pour $m = 1, 2, \ldots$, telle que le rayon d'origine $p = |\tilde{p}|$ portant $|\tilde{p}|$ ait R comme position limite lorsque $m \to \infty$; le *contingent postérieur* (*antérieur*) (³) de C en $\tilde{p}$ est l'ensemble des demi-tangentes droites (gauches) de C en $\tilde{p}$, le contingent est la réunion du contingent antérieur et du contingent postérieur. C admet en $\tilde{p}$ une tangente si ce contingent ne comprend qu'un rayon ou deux rayons opposés; si la première alternative se présente et si $\tilde{a} < \tilde{p} < \tilde{b}$ la *tangente* est dite de *rebroussement*, autrement elle est dite *ordinaire*.

Théorème I. — *Si la courbe* C *admet en* p_0 *une tangente, une condition nécessaire et suffisante pour qu'il existe une représentation paramétrique propre de* C : $p[\alpha\beta]$ *telle que,* τ_0 *désignant la valeur du paramètre correspondant à* $\tilde{p}_0$, *la fonction* p *possède en* τ_0 *une dérivée* $\neq$ *vecteur nul est que*

1° *la tangente soit ordinaire*;

2° $\chi_d(\tilde{p}_0) = \chi_g(\tilde{p}_0)$ si $\tilde{a} < \tilde{p}_0 < \tilde{b}$, $\chi_d(\tilde{p}_0) = 1$ si $\tilde{p}_0 = \tilde{a}$ (⁴), $\chi_g(\tilde{p}_0) = 1$ si $\tilde{p}_0 = \tilde{b}$.

(²) Ces notions se trouvent dans notre Note des *Rend. della R. Acc. N. dei Lincei*, 27, 1938, p. 167-169.

(³) Bouligand, *Intr. à la Géométrie infinitésimale directe*, Paris, 1932, p. 113.

(⁴) Dans l'exemple de M. Valiron (*loc. cit.*, p. 50-51) à l'origine de la courbe $\chi_d > 1$.

Théorème II. — *Si* C *est une courbe rectifiable dont la représentation au moyen de l'arc s est* $\lambda[0, s(C)]$, *pour presque toutes les valeurs de s*

$$\chi_\alpha(\tilde{\lambda}) = \chi_\beta(\tilde{\lambda}) = 1 \qquad [\tilde{\lambda} = \tilde{\lambda}(s)],$$

Construction d'une courbe C telle que pour une infinité non dénombrable de $\bar{p}$, χ_d *soit* > 1 (5). — Fixons-nous dans le plan muni de deux axes de coordonnées rectangulaires $a\xi$, $a\eta$ un arc $\mathfrak{A}$ d'origine $a = (0, 0)$ et d'extrémité $b = (1, 0)$, doué d'une tangente continue, la demi-tangente en a ayant la direction de a vers b, la demi-tangente en b, la direction de b vers a et tel que la distance de a du point de $\mathfrak{A}$ le plus éloigné de a soit > 1; ξ_1 et ξ_2 étant deux nombres positifs quelconques avec $\xi_1 < \xi_2$, nous nommons $\mathfrak{A}_{\xi_1\xi_2}$ l'arc semblable à $\mathfrak{A}$ d'origine $(\xi_1, 0)$ et d'extrémité $(\xi_2, 0)$ et nous en choisissons une représentation paramétrique ayant $[\xi_1, \xi_2]$ comme intervalle de définition; D désignant le discontinu de Cantor de l'intervalle $I = [0, 1]$, nous définissons une courbe C : $q[0, 1]$ ainsi :

si $\tau \varepsilon D$, $q(\tau) = (\tau, 0)$;

si $\tau \varepsilon I - D$, τ_1 et τ_2 étant les extrémités du sous-intervalle de I contigu à D et contenant τ, $q(\tau) =$ point de paramètre τ sur $\mathfrak{A}_{\tau_1\tau_2}$.

Alors C *est une courbe rectifiable, douée partout d'une tangente et quel que soit* $\tau \varepsilon D$, χ_d *a en* $\bar{q}(\tau)$ *une valeur* > 1.

Théorème III. — C *étant une courbe de* E_n *dont le contingent en chaque point de* C *laisse échapper une variété linéaire* $(n-1)$ *dimensionnelle, quelle que soit sa représentation propre* $p[\alpha, \beta]$, *la fonction p admet presque partout sur* $[\alpha, \beta]$ *une dérivée* $\neq$ *vecteur nul.*

Démonstration. — Tenant compte de la propriété d'une fonction monotone croissante φ définie sur un intervalle $[\alpha, \beta]$ d'avoir presque partout une dérivée finie non nulle, il nous suffit d'établir le théorème pour une représentation propre particulière de C; nous choisissons celle de M. Fréchet (6) $f[0, 1]$; les coordonnées de $f(\sigma)$ sont d'après M. Ward (7), des fonctions VBG (8) de σ; par conséquent $f(\sigma)$ est dérivable presque partout sur $[0, 1]$; or, d'après la proposition fondamentale de M. Fréchet, la dérivée de f, là où elle existe, est $\neq$ vecteur nul, ce qui établit ce théorème.

---

(5) Nous empruntons l'idée de cette construction à M. Ward (*loc. cit.*, p. 281-282).

(6) *Journ. de Math. p. et app.*, 4, 1925, p. 281-297; part. p. 292-293.

(7) *Loc. cit.*, p. 284-285.

(8) Saks, *Theory of the Integral*, Warszawa, 1937, p. 228 et 230.

Nouvel énoncé du problème de M. Fréchet. — C étant une courbe admettant partout une tangente, existe-t-il une représentation propre de $C : p[\alpha, \beta]$, la fonction p admettant partout une dérivée, nulle seulement pour les valeurs du paramètre où n'est pas vérifiée la condition du théorème I?

THÉORIE DES ENSEMBLES. — *Sur un balayage d'ensembles fermés.* Note de M. **Marcel Brelot.**

1. Je vais étendre ici aux ensembles fermés quelconques l'idée de l'*hyperbalayage* étudié précédemment ([1]) pour la fermeture d'un domaine borné, tout en complétant grâce à un résultat récent de M. de la Vallée Poussin ([2]), dont la présente Note n'est qu'une transposition.

2. Soit (espace à $n \geqq 2$ dim.) F borné fermé de frontière Φ. On donne sur Φ une fonction continue φ que l'on prolonge continûment partout ; à une suite Ω_n d'ensembles ouverts bornés (par exemple, réguliers) décroissants, de limite F, correspond une suite de solutions du problème de Dirichlet dont la limite v sur F est indépendante de Ω_n et du prolongement de φ (dite solution pour F et φ). Un point O de Φ sera dit *stable* pour F si $v(O) = \varphi(O)$ quel que soit φ (sinon instable). On notera Φ_s l'ensemble des points stables. Pour que O soit stable, il faut et il suffit que pour toute distribution de masses $\leqq 0$ sur F (ou seulement sur Φ) au voisinage de O, le potentiel (assujetti si l'on veut à être borné au voisinage de O) soit égal en O à sa p. g. l. par l'extérieur CF. D'où la définition locale et générale de stabilité d'un point-frontière d'un ensemble fermé quelconque.

Si F borné fermé est dans ω ouvert où u est un sous-harmonique, la famille des fonctions sur F dont le prolongement par u est s. h. dans tout ω, admet une enveloppe supérieure qui est de la même famille et sera dite *extrémale* de u sur F. C'est aussi la limite de la plus petite ou de la meilleure majorante harmonique de u dans Ω_n (donc ne dépend que de u hors F). Sur Φ_s, elle vaut u et même sa p. g. l. en chaque point par CF ([3]).

3. Soit une distribution μ de masses $\leqq 0$ sur F (borné fermé), de poten-

(1) Voir *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 638 et 1162.

(2) *Bull. Ac. royale des Sciences de Belgique*, 24, 1938, p. 672.

(3) Résultats extraits d'un mémoire à l'impression; je rappelle que l'idée d'un problème de Dirichlet *par l'extérieur* revient à MM. Keldych et Lavrentieff, qui l'ont approfondie pour certains domaines.

tiel u. Remplaçons sur F u par son extrémale. A la nouvelle fonction *s. h.* u' correspond une distribution μ' (de masses ≥ 0 sur F) dont le potentiel est exactement u' (avec même masse totale). Ce passage de μ à μ' *conservant le potentiel hors* F et le rendant *maximum* sur F s'appellera (plutôt qu'hyper-balayage) *extrémisation* des masses données sur F ; le potentiel est conservé sur Φ_s et μ' ne charge que Φ [on comparera, lorsque F est de capacité > 0, avec le *balayage* de F [1] qui conserve le potentiel hors F et à peu près partout sur Φ, et sous ces conditions le rend maximum sur F]. Définition par changements de signe pour des distributions de masses ≥ 0.

Soit ν^P la distribution ainsi obtenue à partir de la masse 1 en P de F. La solution pour F et φ s'exprime $\int_F \varphi(S)\,d\nu^P(S)$; P de Φ n'est stable que si ν^P se réduit à la charge 1 de P. L'extrémale de w (*s.h quelconque*) sur F est $\overset{\circ}{w} - \int_F w(S)\,d\nu^P(S)$. On en tire que si μ ne charge que Φ_s, son potentiel coïncide sur F avec son extrémale (invariance par extrémisation).

4. *Dans l'espace ordinaire*, M. de la Vallée Poussin appelle régulier pour Ω (en un sens nouveau) tout point-frontière d'un ensemble ouvert Ω, s'il existe sur $\Omega + O$ un ensemble fermé ε dont O soit point-frontière régulier (c'est-à-dire au sens du problème de Dirichlet-Wiener, pour $C\varepsilon$, borné si l'on veut par une grande sphère). Puis il établit qu'étant donnée une distribution de masses sur la frontière supposée bornée de Ω, il en existe sur ses points-frontière « réguliers pour Ω », une et une seule conservant le potentiel sur Ω.

J'établis que cette régularité coïncide avec la stabilité de O pour $C\Omega$. Revenons alors au début du n° 3 et appliquons à μ' et CF le théorème d'existence précédent. Il vient μ'' ne chargeant que Φ_s. Son potentiel coïncide avec son extrémale sur F, donc partout avec celui de μ'. D'où $\mu' \equiv \mu''$. Ainsi l'extrémisation *ne charge que* Φ_s (et aucun ensemble de capacité nulle sans charge initiale).

Conséquences. — 1° $\overset{\circ}{u}$ pour u s. h. quelconque ne dépend *que* de u sur Φ_s, ou de $\overset{\circ}{u}$ sur Φ_s ou des p.g.l. de u sur Φ_s par l'extérieur de F; 2° Φ_s est partout dense sur Φ; en O instable, Φ_s est de capacité > 0, mais $F - \Phi_s$ est un quasi-voisinage de O.

---

[1] Défini indépendamment par M. Frostman (*Acta Szeged*, **9**, 1938, fasc. 1, p. 43) et moi-même (*Bull. Ac. royale des Sciences de Belgique*, **24**, 1938, p. 436) de manières équivalentes et qui reviennent à celle du texte.

Pour μ donné sur F, il n'y a qu'une distribution $\leqq 0$ sur Φ_s conservant le potentiel hors F (car le potentiel valant l'extrémale sur F est déterminé, ou d'après l'affirmation d'unicité de M. de la Vallée Poussin).

Passons à F fermé quelconque à frontière (non vide) Φ de partie stable Φ_s. On se ramène au cas précédent par l'inversion de M. M. Riesz [5] d'un point extérieur. A partir d'une distribution $\leqq 0$ sur F (à potentiel fini hors F) on trouve sur F une même distribution < 0, unique avec potentiel maximum sur F et conservé hors F, unique sur Φ_s avec même potentiel hors F.

Enfin, à partir d'une distribution quelconque sur F fermé (différence de deux distributions $\leqq 0$, chacune à potentiel fini hors F), on trouve une distribution (de cette nature) sur Φ_s, avec même potentiel hors F, l'unicité est assurée par une inversion et l'unicité de M. de la Vallée Poussin. L'opération générale pourra s'appeler *stabilisation* des masses données.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la semi-convergence des séries et en particulier de celles de Dirichlet.* Note de M. **Aryeh Dvoretzky**, présentée par M. Jacques Hadamard.

1. En étudiant les séries de Dirichlet j'ai établi le théorème suivant :

Théorème I. — *Soit*

$$(1)\qquad f(z)=\sum_{n=1}^{\infty} a_n e^{-\lambda_n z} \qquad (0\leqq\lambda_1<\lambda_2<\ldots<\lambda_n<\lambda_{n+1}\uparrow\infty,\ z=\sigma+it)$$

une série de Dirichlet dont les coefficients sont réels, et dont les abscisses de convergence et de convergence absolue ne coïncident pas ($\mathcal{C}<\mathcal{A}\leqq+\infty$).

Soit $\mathcal{C}<\sigma_0<\mathcal{A}$; *changeons l'ordre des termes de* $\Sigma a_n e^{-\lambda_n\sigma_0}$ *en conservant l'ordre des termes positifs et l'ordre des termes négatifs entre eux, ainsi que la convergence de la série ainsi obtenue,* $\Sigma a_{n'} e^{-\lambda_{n'}\sigma_0}$.

Posons

$$(2)\qquad S(z)=\sum_{n=1}^{\nu} a_{n'} e^{-\lambda_{n'} z},$$

alors la série (2) *converge dans le demi-plan* $\sigma>\sigma_0$, *uniformément dans*

([5]) M. Riesz, *Acta Szeged*, 9, 1938, fasc. 1, p. 13.

chaque secteur $\arg[z-(\sigma_0+\varepsilon)] < (\pi/2)-\delta$ (*ε, δ arbitrairement petits*). *Et dans ce demi-plan on a* $S(z) \equiv f(z)$.

Si $S(\sigma_0) \neq f(\sigma_0)$, *alors* $S(z)$ *diverge proprement dans le segment* $\mathcal{C} < \sigma < \sigma_0$, *vers* $+\infty$ *ou* $-\infty$ *selon que* $S(\sigma_0) > f(\sigma_0)$ *ou* $S(\sigma_0) < f(\sigma_0)$.

Ces séries du type $\Sigma a_{n'} e^{-\lambda_{n'} z}$ (qui sont des séries de type $\Sigma b_n e^{-\mu_n z}$ avec μ_n réels $\mu_n \to +\infty$, mais sans la condition $\mu_n < \mu_{n+1}$), fournissent une grande classe d'exemples dans lesquels on a convergence dans un demi-plan et si $z \to z_0$ sur la frontière de ce demi-plan $\lim S(z)$ existe toujours et en supposant $z_0 = \tau_0$ la série converge en z_0, mais $S(z_0) \neq \lim\limits_{z \to z_0} S(z)$.

2. Ce théorème découle comme cas particulier des théorèmes suivants :

Théorème II. — *Soit* $f = \Sigma a_n$ *une série convergente de termes réels et soit* $s = \Sigma a_{n'}$ *une nouvelle série, obtenue par un arrangement du type considéré ci-dessus, convergent lui aussi, et soit* g_n *une suite de nombres réels ou complexes tendant vers zéro.*

Posons $F = \Sigma a_n g_n$ et $S = \Sigma a_{n'} g_{n'}$, alors on a $F = S$ dans ce sens que si l'une des deux séries converge, l'autre converge aussi et a la même somme.

Pour démontrer II posons

$$\alpha_n = \frac{1}{2}(|a_n| + a_n), \qquad \beta_n = \frac{1}{2}(|a_n| - a_n),$$

$$A_n = \sum_{\nu=1}^{n} \alpha_\nu, \qquad \overline{A_n} = \sum_{\nu=1}^{n} \alpha_\nu g_\nu, \qquad B_n = \sum_{\nu=1}^{n} \beta_\nu, \qquad \overline{B_n} = \sum_{\nu=1}^{n} \beta_\nu g_\nu,$$

et soient f_n, s_n, F_n, S_n les sommes des n premiers termes de f, s, F et S. Alors

$$f_n = A_n - B_n, \qquad F_n = \overline{A_n} - \overline{B_n}, \qquad s_n = A_k - B_l, \qquad S_n = \overline{A_k} - \overline{B_l}$$

(si $s_n > f_n$, on a $k \geqq n \geqq l$, et si $s_n < f_n$, on a $k \leqq n \leqq l$), d'où

$$|S_n - F_n| = |\overline{A_k} - \overline{A_n}| + |\overline{B_n} - \overline{B_l}| \leqq |s_n - f_n| G_m, \tag{3}$$

où $m = \min(k, l)$ et $G_m = \max|g_\nu|$ pour $\nu > m$. Car $m \to \infty$ avec n, $G_m \to 0$, d'où le théorème.

De la même manière on obtient :

Théorème III. — *Dans les conditions de* II *si* h_n *est une suite de nombres positifs tendant vers* $+\infty$ *et si* $f \neq s$ *de la convergence de* $\Sigma a_n h_n$ *découle la divergence propre de* $\Sigma a_{n'} h_{n'}$ *vers* $+\infty$ *ou* $-\infty$ *selon les cas* $f > s$ *et* $f < s$.

Théorème IV. — *Dans les conditions de* II *si* $g_n = g_n(z)$ *et* $g_n(z) \to 0$ *uniformément dans un domaine* D; *si l'une des séries* $F(z)$, $S(z)$ *converge*

uniformément dans D, *l'autre converge aussi uniformément et l'on a dans* D : $S(z) \equiv F(z)$.

Corollaire. — *Comme on voit de* (3) *les théorèmes* II, IV *et la partie correspondante de* I *restent vrais si, au lieu de supposer que* f *et* s *sont convergentes, nous supposons seulement qu'elles sont d'oscillation bornée, ou, plus encore, que* $|f_n - s_n|$ *est borné*.

3. Remarquons que ces théorèmes restent vrais pour une classe d'arrangements plus étendue que celle que nous venons de considérer, mais ils ne sont pas vrais pour des arrangements quelconques, comme on voit aisément à l'aide d'exemples simples. (On peut construire des exemples dans lesquels tous les g_n sont > 0.)

MÉCANIQUE RATIONNELLE. — *Sur la notion de stabilité*. Note (1) de MM. **Marcel Godefroy** et **Henri Poncin**, présentée par M. Henri Villat.

Nous considérons dans cette Note les systèmes mécaniques S qui satisfont aux conditions suivantes : 1° l'état du système à l'instant t peut être représenté par un point M dans un espace E_n à n dimensions; 2° il existe une configuration stationnaire représentée par le point O; 3° l'évolution de S à partir d'une configuration M_0 est définie par la loi

(1) $$d\overline{M} = [\overline{\overline{\alpha}}\,\overline{M} + \overline{h}(M)]\,dt,$$

la matrice $\|\alpha\|$ ne dépend ni du temps ni du point M; $\overline{h}(M)$ est un vecteur infiniment petit par rapport à OM.

Imaginons un système fictif S′ qui possède à l'instant t une configuration identique à celle de S et dont l'évolution obéit à la loi infinitésimale

(2) $$d\overline{M}' = \overline{\overline{\alpha}}\,\overline{M}'\,dt.$$

La simplification analytique du phénomène étudié, qui consiste à assimiler S et S′, conduit dans certains cas à des représentations totalement infidèles. Aussi nous sommes-nous proposé d'obtenir des résultats précis relatifs aux états correspondants des deux systèmes et d'évaluer aussi strictement que possible les inégalités qui expriment que la physionomie du phénomène est sauvegardée dans son ensemble par la substitution de S′ à S.

---

(1) Séance du 5 décembre 1938.

Les évolutions de S et S' entre les instants t_0 et t définissent dans l'espace E_n deux transformations ponctuelles, l'une T associant M_0 et M, l'autre T' associant M_0 et M'. T' est biunivoque pour toute valeur de t et dans de larges conditions relatives au vecteur h, T est biunivoque pour tout intervalle de temps, si M_0 reste à une distance déterminée de O. Ceci nous permet de définir la transformation à un paramètre $\tau(t) = T'^{-1} \times T$ qui associe M et M' et pour laquelle O est un point invariant.

M. Godefroy a démontré que, pour toute valeur finie de t, la transformation τ est tangente en O à la transformation identique. De ce résultat fondamental on déduit la possibilité d'associer à tout groupe de valeurs ε et θ arbitrairement donné une valeur λ pour laquelle les deux inégalités $t < \theta$ et $OA < \lambda$ entraînent l'inégalité $MM' < \varepsilon OM'$. Si l'on convient, par abréviation de langage, de définir la distance de deux états correspondants de S et de S', par la distance des points M et M' qui leur sont associés, on peut dire que si la configuration initiale est suffisamment voisine d'une configuration stationnaire, la distance de S' à S est arbitrairement petite pour tout intervalle de temps fixé *a priori*.

Désignons par N l'ensemble des conditions nécessaires et suffisantes pour que le domaine de variation de M' reste borné. On peut définir une fonction F(t) telle que l'inégalité

$$(1-\varepsilon)\,F(t)\,OM_0 < OM < (1+\varepsilon)\,F(t)\,OM_0$$

soit vérifiée si

$$OM_0 < \lambda,$$

pour toute valeur finie de t. Si les conditions N ne sont pas réalisées, F(t) augmente indéfiniment avec t et l'on peut associer à tout ensemble de valeurs λ, H une valeur θ telle que l'inégalité $OM > (1-\varepsilon)H.OM_0$ soit vérifiée si $OM_0 < \lambda$ et si $t > \theta$, même pour des valeurs infiniment petites de λ. Les propriétés qui caractérisent l'évolution de S et S' sont indépendantes du mode de représentation de l'état du système : elles restent invariantes pour toute transformation ponctuelle qui affecte simultanément les points M et M' dans l'espace E_n. Or, si nous effectuons la transformation M, P pour laquelle la matrice $\|\alpha\|$ devient une matrice diagonale $\|\alpha_p\|$ à coefficients purement imaginaires, nous constatons que F(t) peut être prise égale à l'unité. Lorsque les conditions N sont réalisées, il est donc possible de définir dans l'espace E_n une représentation de l'évolution du système, telle qu'à tout groupe de deux nombres ε et θ, donnés à l'avance, se trouve associé un nombre λ pour lequel les inégalités $OP_0 < \lambda$,

$t_0 - t < t_0 + \theta$ entraînent $OP < \lambda(1+\varepsilon)$. Dès lors deux cas peuvent se présenter : 1° il est possible de définir un domaine D_0 renfermant O et tel que M reste intérieur à D_0 si M_0 est lui-même intérieur à D_0. Ceci correspond à la stabilité de la configuration stationnaire, au sens strict du terme. Les conditions N sont des conditions nécessaires à la stabilité au sens strict, mais ce ne sont pas des conditions suffisantes; 2° il est possible de définir un domaine D_0 tel que pour tout intervalle de temps θ donné *a priori* et pour tout nombre ε arbitrairement petit, M reste intérieur au domaine que l'on déduit de D par l'homothétie $H(O \mid 1+\varepsilon)$ si M_0 est lui-même intérieur à D_0. Cette propriété qui caractérise de façon précise l'évolution de S au voisinage d'une configuration stationnaire étant très voisine de la notion de stabilité au sens habituel, on peut lui donner le nom de stabilité au sens large. Elle s'applique en particulier et de façon immédiate à tout problème pour lequel il serait illusoire d'étendre l'étude du mouvement à un intervalle de temps de trop grande amplitude. Les conditions N sont des conditions nécessaires et suffisantes de la stabilité au sens large.

Comme application signalons les configurations d'un fluide parfait présentant des files de tourbillons ponctuels soumis à certaines liaisons ([2]). La configuration stationnaire correspond à la disposition régulière des centres tourbillonnaires étudiée par M. Bénard, et l'évolution du système à partir d'une configuration voisine est régie par une loi du type (1). Les résultats énoncés permettent de préciser le rôle exact des conditions de stabilité classiques de ces configurations.

Signalons en outre que la théorie peut être étendue à des cas où l'évolution du système est caractérisée par un ensemble fonctionnel plus général que l'ensemble (1) défini au début de cette Note.

CHRONOPHOTOGRAPHIE. — *Chronophotographie et écoulements à girations.* Note ([1]) de MM. **Adrien Foch** et **Charles Chartier**, présentée par M. Marcel Brillouin

I. Quand, pour rendre visibles des écoulements fluides, on utilise des particules lamellaires (aluminium, graphite etc.) éclairées en lumière parallèle,

---

([2]) Cf. M. Godefroy, *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 18.

([1]) Séance du 12 décembre 1938.

on constate, si l'écoulement est laminaire, une égale brillance de la particule sur sa trajectoire; si l'écoulement est turbulent, on observe des variations de brillance donnant aux trajectoires l'aspect d'un *pointillé* formé de tirets aux extrémités effilochées. La longueur de ces tirets diminue quand augmentent soit la turbulence, soit la vitesse du courant fluide; la diminution s'accentue jusqu'à donner un véritable *ponctué* aux grandes vitesses (de l'ordre par exemple de 80 m/s dans l'air). D'autre part, les conditions d'écoulement restant les mêmes, les particules fines (dimensions de l'ordre de $0^{mm},01$) donnent plus vite le ponctué que les particules plus grosses, dont une dimension est par exemple de l'ordre de quelques dixièmes de millimètre.

Les phénomènes précédents s'interprètent bien si l'on admet que, dans un éclairage en lumière parallèle, la quantité de lumière renvoyée vers l'objectif par la surface de la particule dépend étroitement de l'orientation et de la grandeur de cette dernière. Un fait vient d'ailleurs à l'appui de cette opinion : quand la source éclairante a un diamètre apparent notable, l'orientation de la particule n'intervient plus au même degré et les trajectoires tendent à reprendre l'aspect continu classique.

Or, *en régime turbulent à vitesse constante, les variations de brillance des particules entraînées présentent une périodicité très nette* ([2]). A partir de cette périodicité et si l'on connaît la vitesse générale de l'écoulement et la distance de deux maximums de brillance, on peut calculer la fréquence de rotation de la particule. Voici deux exemples.

II. Le premier est relatif à un mouvement rotationnel organisé. On sait que, dans l'écoulement autour d'un profil d'aile, il s'échappe de chaque extrémité libre un tourbillon d'extrémité schématiquement figuré par un long tube autour duquel les trajectoires s'enroulent en lignes hélicoïdales.

Le tourbillon (*fig.* 1 *a*), rendu visible à l'aide de particules d'aluminium sous éclairage parallèle venant de la gauche perpendiculairement à l'axe d'observation, se présente sous forme d'un épi dont la partie gauche est plus rapprochée de l'observateur que la partie droite. Soit une particule suivant une ligne de courant hélicoïdale ABCDE (*fig.* 1 *b*) située sur le cylindre formé par les lignes hélicoïdales de même nature. Une face de la lamelle renvoie de la lumière vers l'objectif quand la particule décrit l'arc AB de sa trajectoire, et du côté opposé à l'objectif quand elle décrit l'arc BC. La face opposée éclaire l'objectif quand la lamelle décrit l'arc CD et cesse de le faire sur

---

([2]) En régime laminaire, la particule (qui se place *suivant* la ligne de courant de manière à présenter la moindre résistance) suit cette ligne de courant sans tourner et par conséquent présente une égale brillance sur tout son trajet.

tout l'arc DE. Or dans la figure 1 (a), nous trouvons un épi dont le diamètre est $d = 19^{\text{mm}}$. Cet épi est la projection d'un faisceau de trajectoires en hélices, de pas $h = r\, d \operatorname{tang} \alpha$ égal à 103^{mm}, l'inclinaison de l'hélice $\operatorname{tang} \alpha$ apparaissant en vraie grandeur sur la photographie. La vitesse générale étant de 2 m/s, la fréquence de notation est égale à $2r(V/h) = 118$.

Une interprétation semblable s'appliquerait aux aspects souvent énigma-

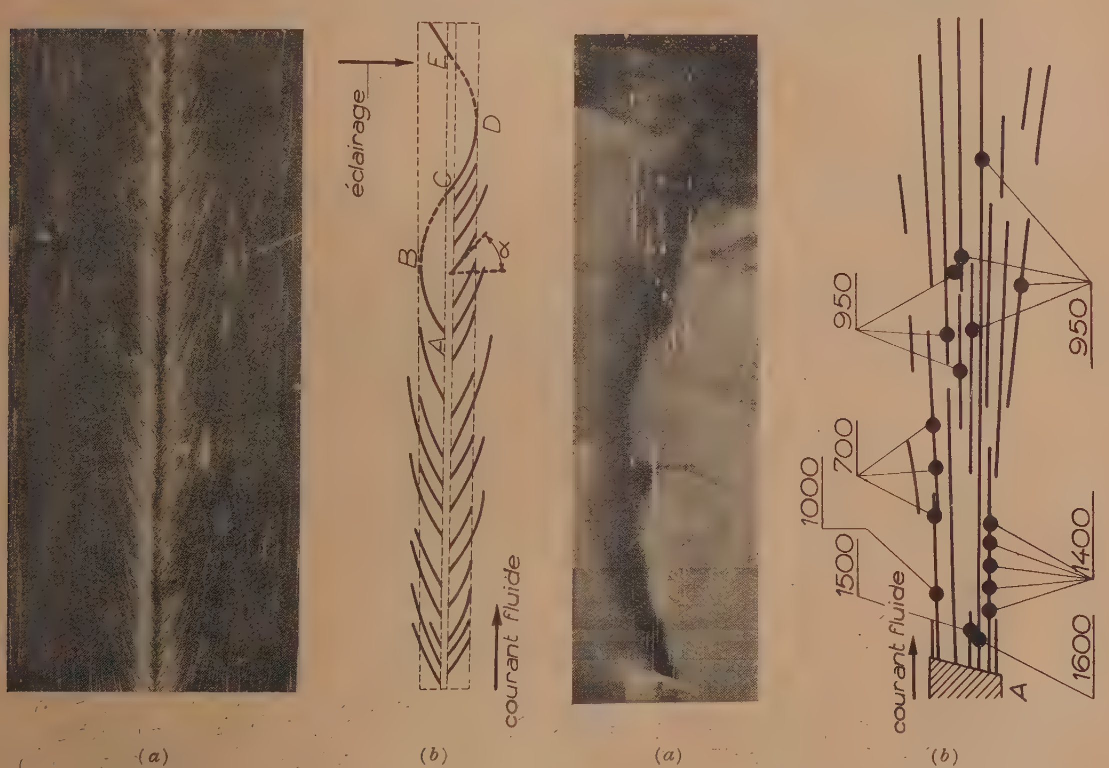


Fig. 1. — Tourbillon de bout d'aile chronophotographié 1^{m} à l'aval d'une aile de 12^{cm} de corde (incidence 25°).

Fig. 2. — Chronophotographie d'un jet d'air comprimé. Les cotes portées sur le dessin sont les fréquences de rotation en tours/seconde des particules entraînées.

tiques offerts par les tourbillons cellulaires, les tourbillons en bandes etc.

III. La deuxième observation (*fig.* 2a) se rapporte à un jet d'air rendu assez turbulent par plusieurs changements de direction et débouchant dans la chambre d'expériences. Les trajectoires rendus visibles par des particules d'aluminium apparaissent ici sous forme de lignes discontinues dont la périodicité détermine la fréquence de rotation des particules. On

constate que cette fréquence croît quand les dimensions de ces particules deviennent plus petites. La restitution (*fig.* 2*b*) faite pour un jet d'air de vitesse $V = 32$ m/s donne pour la fréquence de rotation des particules (dimension $0^{mm},1$) 1000 à 1500 tours/s. Nous avons réalisé des jets encore plus turbulents où, pour une vitesse d'écoulement atteignant 80 m/s, la fréquence de rotation des même particules dépassait 20000 tours/s. Peut-être trouvera-t-on dans cette voie un moyen d'apprécier la microturbulence des écoulements

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur quelques propriétés des trajectoires verticales dans les problèmes plans de la convection.* Note [1] de M. VICTOR VOLKOVISKY.

Nous généraliserons les équations de Boussinesq [2] au cas des fluides visqueux en ajoutant à l'équation d'Hydrodynamique le terme $\nu \Delta \vec{V}$. Lorsque le mouvement est plan ces équations se réduisent au système

$$-2\frac{D(u,v)}{D(x,y)} = -\frac{1}{\rho}\Delta P + \gamma\frac{\partial\theta}{\partial y} \qquad \text{et} \qquad \frac{D\theta}{Dt} = \varkappa\,\Delta\theta,$$

où $P = p + \rho g y$. La première relation montre en particulier que, le long d'une ligne de courant $\psi = f(ax + by + c)$, on aura

$$\Delta P = \rho\gamma\frac{\partial\theta}{\partial y}. \tag{1}$$

En régime permanent les lignes de courant se confondent avec les trajectoires et nous appliquerons (1) au cas de trajectoires verticales qui se rencontrent souvent dans les phénomènes de convection dus à l'échauffement du liquide par en dessous. On observe alors l'existence des jets soit ascendants, soit descendants que l'on peut rendre facilement visibles par les méthodes classiques.

Lorsqu'on cherche à évaluer la hauteur d'ascension d'un tel jet on peut, en première approximation, la confondre avec la longueur de sa partie rectiligne.

Ecrivons que, tout le long du tronçon vertical d'une ligne de courant,

---

[1] Séance du 28 novembre 1938.

[2] *Théorie analytique de la chaleur*, 2, 1903, p. 172.

constituant le centre d'un jet, on aura

$$\frac{d^2 P}{dy^2} = \rho\gamma \frac{d\theta}{dy},$$

d'où l'on tire

$$\frac{dP}{dy} = \rho\gamma(\theta - \theta_1),$$

θ_1 étant la température de la surface chaude.

Considérons maintenant les équations du mouvement qui se réduisent ici à

$$(2) \qquad v\frac{dv}{dy} = \gamma\theta_1 + \nu\frac{d^2 v}{dy^2}.$$

Une première intégration de (2) conduit à une équation de Riccati

$$2\nu\frac{dv}{dy} + 2\gamma\theta_1 y - v^2 + 2s = 0,$$

où s est une constante arbitraire. Faisons un changement de variable indépendante défini par

$$-4\nu\gamma\theta_1 t = 2\gamma\theta_1 y + 2s$$

et posons ensuite

$$v = \frac{u'_t}{u}.$$

L'équation précédente devient alors

$$\frac{d^2 u}{dt^2} + atu = 0 \qquad \text{avec } a = 4\nu\gamma\theta_1$$

C'est une équation de Bessel dont la solution est

$$(3) \qquad u = \sqrt{t}\left[C_1 J_{\frac{1}{3}}\left(\frac{2t\sqrt{at}}{3}\right) + C_2 J_{-\frac{1}{3}}\left(\frac{2t\sqrt{at}}{3}\right)\right].$$

Il en résule, pour v, l'équation suivante :

$$(4) \qquad v = \sqrt{at}\,\frac{C J_{-\frac{2}{3}}\left(\frac{2\sqrt{a}}{3}t^{\frac{3}{2}}\right) - J_{\frac{2}{3}}\left(\frac{2\sqrt{a}}{3}t^{\frac{3}{2}}\right)}{C\, J_{\frac{1}{3}}\left(\frac{2\sqrt{a}}{3}t^{\frac{3}{2}}\right) + J_{-\frac{1}{3}}\left(\frac{2\sqrt{a}}{3}t^{\frac{3}{2}}\right)}.$$

Il est clair que v ne dépend que de deux constantes s et C qui peuvent être déterminées quand on se donne les conditions initiales

$$y = 0, \qquad v = v_0 \qquad \text{et} \qquad v'_y = (v'_y)_0.$$

Il est remarquable que v est réel, même pour les valeurs de $t < 0$.

D'autre part, l'équation de la chaleur se réduit à la forme plus simple

$$v \frac{d\theta}{dy} = \varkappa \frac{d^2\theta}{dy^2}.$$

où l'on a

[illegible]

Éliminons v entre ces deux relations, on obtient alors

(5) [illegible]

En intégrant (5) on trouve que la température θ et son gradient vertical sont donnés par les expressions

$$(6)\qquad \frac{d\theta}{dy} = \frac{L}{2\varkappa}\sqrt{t}\left[CJ_{\frac{1}{3}}\left(\frac{2\sqrt{a}}{3}t^{\frac{3}{2}}\right) + J_{-\frac{1}{3}}\left(\frac{2\sqrt{a}}{3}t^{\frac{3}{2}}\right)\right]$$

et

$$(7)\qquad \theta - \theta_0 = L\int_s^t \sqrt{t}\left[CJ_{\frac{1}{3}}\left(\frac{2\sqrt{a}}{3}t^{\frac{3}{2}}\right) + J_{-\frac{1}{3}}\left(\frac{2\sqrt{a}}{3}t^{\frac{3}{2}}\right)\right]dt,$$

où L, C, s et θ_0 sont des constantes déterminées par les conditions initiales. Notons d'ailleurs que (6) et (7) restent également réels pour $t < 0$ et qu'on peut toujours confondre θ_0 avec θ_1, la trajectoire devenant rectiligne très près du plan horizontal.

Ajoutons enfin que ces résultats présentent quelque intérêt dans le problème à deux dimensions de tourbillons en bandes. En effet, le centre de chaque paire de tourbillons jumeaux étant un jet ascendant, les formules (6) et (7) permettent de calculer la variation de la température en fonction de y et prévoir même sa valeur à la surface libre.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Correction de soufflerie en veine elliptique.* Note de M. **Lucien Malavard**, présentée par M. Henri Villat.

M. Pérès et moi-même avons donné [1] une méthode simple s'appliquant au cas où l'aile a son envergure suivant le grand axe de l'ellipse et ne déborde par le segment focal de celle-ci. Je montrerai ici que notre analyse

[1] *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 740 et 1400. Je garde les notations de ces Notes, auxquelles je renvoie sous les numéros I et II.

peut s'étendre au cas général d'une aile placée de façon quelconque dans la section de veine et avec une répartition de portances quelconque.

Le segment portant, qui représente l'aile, est défini par z_0, affixe du milieu, et η_0, angle avec le grand axe de l'ellipse (pris pour axe réel z). L'affixe d'un point de ce segment est

$$(1) \qquad \zeta = z_0 + l e^{i\eta_0} s \qquad (-1 \leqq s \leqq +1),$$

et je me donne la circulation par l'expression usuelle

$$(2) \qquad \Gamma = \frac{c_p SV}{\pi l} \sum_1^\infty {}_p A_p \sin p\tau \qquad (A_1 = 1) \quad \text{avec} \quad s = \cos\tau.$$

Il est connu que le potentiel f des tourbillons libres est

$$(3) \qquad f = \frac{i}{2\pi} \int_{-1}^{+1} \frac{\Gamma(s) l e^{i\eta_0}}{z - \zeta} ds = \frac{iZ}{\pi} \int_{-1}^{+1} \frac{\Gamma(s) l e^{i\eta_0} ds}{Z^2 - 2\zeta Z + 1},$$

en passant au plan Z (cf. I). Grâce au développement de $1/Z^2 - 2\zeta Z + 1$ en puissances de $1/Z$, qui fait intervenir des polynomes classiques $Q_n(z)$ (cf. II), il vient

$$(4) \qquad f = \frac{i}{2} \frac{c_p SV}{\pi} \sum_n \frac{a_n}{Z^n},$$

avec

$$(5) \qquad a_n = e^{i\eta_0} \sum_1^n {}_p A_p \beta_{n,p},$$

et

$$(6) \qquad \beta_{n,p} = \frac{2}{\pi} \int_{-1}^{+1} \sqrt{1 - s^2}\, Q_p(s)\, Q_n(z_0 + l e^{i\eta_0} s)\, ds,$$

très analogue à (2), [II]. Les $\beta_{n,p}$ sont des polynomes en z_0 et $\lambda = l e^{i\eta_0}$, dont le tableau se forme aisément par la relation de récurrence

$$(7) \qquad \beta_{n,p} = \lambda(\beta_{n-1,p-1} + \beta_{n-1,p+1}) + 2z_0 \beta_{n-1,p} - \beta_{n-2,p};$$

avec $\beta_{0,p} = \beta_{n,0} = 0$, $\beta_{1,1} = 1$, $\beta_{1,p} = 0$; on a $\beta_{n,p} = 0$ pour $p > n$.

Dans les cas traités dans I et II, la série (4) donne f dans toute la couronne $1 \leqq |Z| \leqq R$ qui correspond dans le plan Z à l'ellipse section de veine munie d'une coupure joignant les foyers. Dans le cas général, (4) ne converge que pour $\rho < |Z|$, ρ étant le plus grand écart à l'origine du plan Z des points-images de l'envergure. Peu importe pour la détermi-

nation de f_1, potentiel induit des limites de la veine, lequel est défini par des conditions pour $|Z| = R > \rho$. Ce potentiel est

$$(8) \qquad f_1 = \frac{\varepsilon i}{2}\frac{c_p SV}{\pi}\sum_n \frac{R^{2n}\overline{a}_n + \varepsilon a_n}{R^{4n}-1}\left(\frac{1}{Z^n} + Z^n\right) \qquad (\overline{a}_n \text{ imaginaire conjuguée de } a_n),$$

d'où, en passant à la variable z, une série de polynomes évidemment convergente dans toute l'ellipse. Le sens positif pris pour évaluer les portances étant, par convention, $c_0 = \pi/2$ et v_1 désignant la *demi*-composante, dans la direction opposée, de la vitesse qui correspond à f_1 on aura, pour la valeur moyenne,

$$(9) \qquad \bar{v}_1 = \frac{\int_{-1}^{+1} v_1(s)\Gamma(s)\,ds}{\int_{-1}^{+1}\Gamma(s)\,ds} = \frac{\mathcal{R}\left\{\frac{1}{2il}\int_{-1}^{+1}\Gamma(s)\,df_1\right\}}{\int_{-1}^{+1}\Gamma(s)\,ds} \qquad (\mathcal{R} = \text{partie réelle}).$$

Or, le plan z étant muni d'une coupure suivant le segment portant, on sait que f admet la discontinuité Γ quand on traverse cette coupure. L'intégrale du numérateur peut donc être remplacée par $-\int f\,df_1$ prise suivant le contour formé par les bords de la coupure, ou encore prise suivant l'ellipse qui limite la section de veine ou enfin, dans le plan Z, suivant le cercle $|Z| = R$. Sa valeur est alors immédiate d'après (4) et (8) et un calcul facile donne

$$(10) \qquad \frac{\bar{v}_1}{V} = \varepsilon\frac{VSc_p}{2\pi}\sum_n{}' n\left\{\frac{a_n'^2}{R^{2n}-\varepsilon} + \frac{a_n''^2}{R^{2n}+\varepsilon}\right\} \qquad (a_n = a'_n + ia''_n)$$

(on remarquera que $|a_1| = 1$), d'où le facteur de correction

$$(11) \qquad \delta = \varepsilon\, 4ab\sum_n n\left\{\frac{a_n'^2}{R^{2n}-\varepsilon} + \frac{a_n''^2}{R^{2n}+\varepsilon}\right\}.$$

Il serait facile d'expliciter davantage les formules : ce n'est pratiquement pas utile : pour calculer δ le mieux est de former par récurrence le tableau numérique des $\beta_{n,p}$ (dont les premières lignes suffisent dans tous les cas pratiques), puis d'appliquer (5) qui donne les a_n et (11) qui donne δ.

Le même mode de calcul s'applique, et de façon très pratique, au cas de la veine circulaire. On rétablira dans les formules précédentes c, demi-distance focale, qui avait été prise égale à l'unité, puis on la fait tendre vers zéro. On peut aussi appliquer directement l'analyse précédente : on n'a pas à faire intervenir Z et l'on développe le second membre de (3) suivant

les puissances de $1/z$; la suite est immédiate. Prenant pour unité le rayon de la veine et modifiant légèrement la définition des $\beta_{n,p}$ on a la loi de récurrence

$$\beta_{n,p} = \frac{\lambda}{2}(\beta_{n-1,\,p-1} + \beta_{n-1,\,p+1}) + z_0\beta_{n-1,\,p}, \tag{7'}$$

en gardant $\beta_{1,1} = 1$, $\beta_{1,p} = 0$ pour $p \neq 1$, d'où, les a_n étant toujours donnés par (5),

$$\delta = \varepsilon \sum_{1}^{n} n(a'^2_n + a''^2_n), \tag{11'}$$

le terme principal à droite ($n = 1$) se réduisant évidemment à l'unité.

THÉORIE DES QUANTA. — *Sur la théorie quantique de la gravitation.* Note de M. **Jacques Solomon**, présentée par M. Paul Langevin.

Les divergences auxquelles aboutit la théorie quantique de l'électromagnétisme, telle que l'ont formulée Heisenberg et Pauli, ont conduit à admettre comme nécessaire une limitation de cette théorie, limitation caractérisée par une longueur r_0 de l'ordre du rayon classique de l'électron $e^2/mc^2 = 2,8.10^{-13}$ cm. Un travail récent de Heisenberg [1] précise cette limitation.

Comme l'ont montré Bohr et Rosenfeld [2], la théorie quantique de l'électromagnétisme pur ne rencontre pas de difficultés, ce qui est, d'après eux, en rapport avec le fait qu'avec les grandeurs h et c caractéristiques de l'électromagnétisme pur, il n'est pas possible de construire une longueur caractéristique. Au contraire l'interaction avec la matière fait apparaître la masse m, avec laquelle on peut construire la longueur $\hbar/mc$. Ainsi dans ce cas la limitation de la théorie est obtenue au moyen de notions faisant partie intégrante de la théorie elle-même.

Il paraît intéressant par ailleurs d'examiner ce qui se passe pour la théorie quantique de la gravitation. La quantification de la gravitation est rendue nécessaire par le fait que des corps solides peuvent échanger de l'énergie par émission et absorption d'ondes de gravitation; d'autre part, l'étude par la théorie des photons de la déviation de la lumière par le

(1) W. Heisenberg, *Z. Physik*, 110, 1938, p. 251; *Ann. d. Phys.*, 32, 1938, p. 20.

(2) N. Bohr et L. Rosenfeld, *Dansk Vid. Selskab*, 12, 1933, p. 8.

champ de gravitation nécessite l'intervention de quanta de gravitation (*gravitons*).

On a pu montrer ([3]) que, dans ces conditions, l'énergie gravifique d'un photon, résultant de ses possibilités d'interaction avec le champ de gravitation, est infinie. Plus précisément, si ν est la fréquence du photon considéré, f la constante de gravitation de Newton, h/γ la quantité de mouvement maxima à laquelle on arrête l'intégration sur les quantités de mouvement des *gravitons* engendrés, si ω est l'énergie gravifique du photon, on a

$$\frac{\omega}{h\nu} = \frac{fhc^3}{\gamma^2}\left(1 + \frac{c^2}{2\nu^2\gamma^2}\right), \tag{1}$$

qui devient infinie quand γ tend vers zéro, divergence qu'on peut donc rapporter au fait que le photon est réduit à un point.

D'autre part, cette théorie est bâtie avec les constantes $\hbar$, c, f. Contrairement au cas de l'électromagnétisme pur, il est possible avec ces constantes de construire une longueur

$$\sqrt{\frac{f\hbar}{c^3}} = 4.10^{-33} \text{ cm.} \tag{2}$$

Si maintenant on remplace dans (1) γ par la valeur (2), on obtient

$$\frac{\omega}{h\nu} = 8\pi^2\left(\frac{\lambda}{\gamma}\right)^2,$$

où $\lambda = c/\nu$. Autrement dit, sauf pour les photons avec $\lambda \ll \gamma$, l'énergie gravifique du photon est beaucoup plus grande que $h\nu$, ce qui est impossible. Il en résulte donc que la limite inférieure (2) est inacceptable.

Au contraire, si dans (1) on remplace γ par la limite inférieure $r_0 = (e^2/mc^2)$, on obtient

$$\frac{\omega}{h\nu} = 1,6.10^{-9}\left(\frac{mc^2}{h\nu}\right)^2,$$

autrement dit, l'énergie gravifique du photon est à peu près négligeable.

Il semble donc nécessaire d'introduire une limitation de la théorie quantique de la gravitation par des notions *extérieures* à cette théorie (introduction de r_0). On a cherché de divers côtés ([4]) à introduire une telle limitation

---

([3]) L. Rosenfeld, *Z. Physik*, 65, 1930, p. 589; J. Solomon, *Z. Physik*, 71, 1931, p. 162.

([4]) A. March, *Z. Physik*, 106, 1937, p. 291.

par une transformation des propriétés géométriques de l'espace-temps. Mais le fait que cette limitation doit utiliser la notion de masse nous montre que, contrairement à des conceptions antérieures, l'espace n'est pas indifférent à la présence ou à l'absence de matière, et que le problème de l'espace ne peut être séparé du problème de la matière.

L'exemple de la théorie quantique de la gravitation nous montre donc que les limitations de la théorie quantique des champs doivent être empruntées à la théorie quantique de la matière elle-même et ne peuvent être tirées d'une simple modification des propriétés de l'espace ou des principes actuels de la quantification. C'est ce que montre aussi le fait que les propriétés électromagnétiques du *vide* (diffusion de la lumière sur la lumière) ne peuvent être comprises actuellement que par la conception de Dirac, où la matière (d'énergie négative) remplit complètement le *vide*.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur la Mécanique ondulatoire de l'électron lourd.* Note [1] de M. **Jules Géhéniau**, présentée par M. Louis de Broglie.

I. *Équations fondamentales.* — L'électron lourd possède, comme le photon, un spin égal à $\pm h/2\pi$ ou o. En outre, comme le photon il est susceptible de disparaître. Il est donc naturel de penser que la théorie du photon due à M. L. de Broglie [2] pourra être utilisée à formuler la Mécanique ondulatoire de l'électron lourd. Conformément à cette idée, l'état de l'électron lourd sera représenté par 16 fonctions d'onde $\Phi_{\alpha\beta}$ qui, en l'absence de champ extérieur, satisferont aux équations

$$(1)\qquad \left(\sum_{j=1}^{3}\frac{\mathcal{B}_4\mathcal{A}_j+\mathcal{A}_4\mathcal{B}_j}{2}\,\frac{h}{2\pi i}\,\frac{\partial}{\partial x^j}+\mathcal{B}_4\mathcal{A}_4 M_0 c\right)\Phi=\frac{\mathcal{B}_4+\mathcal{A}_4}{2}\,\frac{h}{2\pi i}\,\frac{\partial\Phi}{\partial x^4},$$

où M_0 est la masse au repos de l'électron lourd, $\mathcal{A}_1, \ldots, \mathcal{B}_4$ les huit matrices carrées à 16 lignes de L. de Broglie.

Rappelons que les fonctions d'indices 32, 14, 34, 12 correspondent au spin $s_z = h/2\pi$, les fonctions d'indices 41, 23, 43, 21 au spin $s_z = -h/2\pi$, et les autres composantes au spin nul.

2. *Vecteur courant-densité électrique.* — Conformément à la théorie du

---

(1) Séance du 5 décembre 1938.

(2) L. de Broglie, *Nouvelles recherches sur la lumière,* Paris, 1937, p. 3; J. Géhéniau, *Mécanique ondulatoire de l'électron et du photon,* Paris, 1938.

photon. les composantes contravariantes du vecteur courant-densité s'écriront

$$(2) \qquad \mathcal{C}^i = ec\Phi^* \frac{\mathcal{B}_4 \mathcal{A}_i + \mathcal{A}_4 \mathcal{B}_i}{2} \Phi, \qquad \mathcal{C}^4 = -ec\Phi^* \frac{\mathcal{B}_4 - \mathcal{A}_4}{2} \Phi \qquad (i = 1, 2, 3),$$

où $(-e)$ est la charge de l'électron lourd et c est la vitesse de la lumière dans le vide. Transformons ces expressions grâce à (1). Il vient

$$(3) \qquad \mathcal{C}^\alpha = -\frac{e}{2}\left(\Phi^* \frac{\mathcal{B}_4 \mathcal{A}_4}{M_0} \mathcal{J}^\alpha \Phi + \text{conj.}\right) + \sum \frac{\partial c M^{\alpha\beta}}{\partial x^\beta} \qquad (\alpha, \beta = 1, \ldots, 4),$$

où $\mathcal{J}^\alpha$ sont les composantes de l'opérateur Impulsion d'espace-temps et

$$(4) \qquad \begin{cases} (a) \quad M^{12} = -\dfrac{eh}{4\pi M_0 c} \Phi^* \dfrac{\mathcal{B}_4 i\mathcal{A}_1 \mathcal{A}_2 \mathcal{A}_4 + \mathcal{A}_4 i\mathcal{B}_1 \mathcal{B}_2 \mathcal{B}_4}{2} \Phi, \ldots, \\ (b) \quad M^{14} = -\dfrac{eh}{4\pi M_0 c} \Phi^* \dfrac{\mathcal{B}_4 i\mathcal{A}_1 \mathcal{A}_4 + \mathcal{A}_4 i\mathcal{B}_1 \mathcal{B}_4}{2} \Phi, \ldots. \end{cases}$$

Comme en théorie de Dirac, le vecteur courant-densité (3) se décompose en deux parties. La deuxième partie représente dans l'espace-temps le courant dû à un milieu polarisé dont le tenseur de polarisation électromagnétique est $cM^{\alpha\beta}$. On aura [3]

$$(5) \qquad \mathcal{P}_x = M^{23}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}, \ldots, \qquad P_x = M^{14}, \ldots;$$

où $\mathcal{P}$ et P sont repectivement les vecteurs de polarisation magnétique et électrique; μ_0 et ε_0 sont respectivement la perméabilité magnétique et la constante diélectrique du vide.

3. *Moment magnétique propre.* — Les formules (4 *a*) définissent donc les densités de valeur moyenne de moment magnétique propre de l'électron lourd. Il en résulte que les opérateurs de moment magnétique propre sont

$$(6) \qquad \mathfrak{M}_z = -\sqrt{\mu_0}\,\frac{e}{\sqrt{\varepsilon_0}}\,\frac{h}{4\pi M_0 c}\,\frac{i\mathcal{A}_1 \mathcal{A}_2 + i\mathcal{B}_1 \mathcal{B}_2}{2}, \ldots,$$

quel que soit le système d'unités électromagnétiques. On a

$$(7) \qquad \mathfrak{M}_z \Phi_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}(m_{\alpha\alpha} + m_{\beta\beta})\Phi_{\alpha\beta}(-\mu_B),$$

(3) Th. De Donder, *Théorie mathématique de l'Électricité*, Paris, 1925, p. 169 et 183. Dans cet Ouvrage la constante c est égale à la nôtre multipliée par $\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$.

où $\mu_B = \sqrt{\mu_0}\, hc \sqrt{\varepsilon_0}\, 4\pi M_0 c$ est le magnéton de Bohr et $m_{\alpha\alpha}$ sont les composantes diagonales de la matrice $i\alpha_1\alpha_2\alpha_4$ (α_β = matrices de Dirac). A l'*approximation newtonienne*, il suffit de considérer les quatre fonctions Φ_{31}, Φ_{42}, Φ_{32}, Φ_{41} ; les autres composantes sont négligeables devant elles. En vertu de (6) on a

(8) $\mathfrak{M}_z \Phi_{31} = 0, \qquad \mathfrak{M}_z \Phi_{42} = 0,$

(9) $\mathfrak{M}_z \Phi_{32} = -\mu_\beta \Phi_{32}, \qquad \mathfrak{M}_z \Phi_{41} = \mu_\beta \Phi_{41}.$

Grâce aux considérations sur le spin rappelées au paragraphe 1, les relations (8), (9) montrent qu'au spin zéro correspond un moment magnétique nul, et qu'aux spins $\pm h/2\pi$ correspondent les moments magnétiques $\pm \mu_\beta$.

4. *Remarque.* — On peut exprimer les $16\Phi_{\alpha\beta}$ en fonction des 16 composantes de cinq grandeurs tensorielles parmi lesquelles se trouvent un vecteur, analogue au potentiel électromagnétique, et un tenseur antisymétrique d'ordre deux, analogue au champ électromagnétique. En remplaçant, dans les densités de matrices, les $\Phi_{\alpha\beta}$ par leurs expressions en fonction de ces tenseurs, on peut comparer les résultats de la mécanique ondulatoire de l'électron lourd esquissée ci-dessus aux résultats obtenus par Yukawa, Proca, Heitler et d'autres en partant d'une théorie maxwellienne.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur la perturbation d'un problème de valeurs propres par déformation de la frontière.* Note de M. N. **Cabrera**, présentée par M. Louis de Broglie.

L. Brillouin [1] a indiqué la possibilité de traiter ce problème par une méthode analogue à la méthode des perturbations ordinaires sur l'opérateur. Il a réussi même à ramener la perturbation de frontière sans changement de l'opérateur, à une perturbation de l'opérateur sans changement de la frontière. On peut obtenir les mêmes résultats directement.

1. Soient les problèmes

(1) $H\psi = E_0\psi$ frontière initiale $f_1(xyz) = c,$

(2) $H\Psi = E\Psi$ frontière finale $f_1(xyz) + \lambda F(xyz) = c;$

la condition limite restant la même. L. Brillouin introduit un opérateur P tel qu'il transforme la fonction ψ initiale dans une fonction $P\psi$ qui vérifie,

[1] *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 1863.

sur la frontière finale, la même condition que ψ sur la frontière initiale. Pour λ très petit

$$P = 1 + \lambda P_1 + \lambda^2 P_2 + \ldots. \tag{3}$$

Soit, d'abord, une valeur initiale E_{0l} non dégénérée. En partant des développements

$$\Psi_l = \psi_l + \lambda \Big\{ P_1\psi_l + \sum_{j\neq l} c_{lj}\psi_j \Big\} + \lambda^2 \Big\{ P_2\psi_l + \sum_{j\neq l} c_{lj} P_1 \psi_j + \sum_{j\neq l} b_{lj}\psi_j \Big\} + \ldots, \tag{4}$$

$$E_l = E_{0l} + \lambda\varepsilon_{1l} + \lambda^2\varepsilon_{2l} + \ldots, \tag{5}$$

on obtient, par substitution en (2),

$$\varepsilon_{1l} = (l \,|\, HP_1 - P_1 E_{0l} \,|\, l), \qquad c_{lj} = \frac{(j \,|\, HP_1 - P_1 E_{0l} \,|\, l)}{E_{0l} - E_{0j}}, \tag{6}$$

$$\varepsilon_{2l} = (l \,|\, HP_2 - P_2 E_{0l} \,|\, l) - (l \,|\, P_1 \,|\, l)(l \,|\, HP_1 - P_1 E_{0l} \,|\, l) + \sum_{j\neq l} \frac{(l \,|\, HP_1 - P_1 E_{0l} \,|\, j)(j \,|\, HP_1 - P_1 E_{0l} \,|\, l)}{E_{0l} - E_{0j}}. \tag{7}$$

Si la valeur initiale est k fois dégénérée, on obtient l'équation séculaire

$$|(l\alpha' \,|\, HP_1 - P_1 E_{0l} \,|\, l\alpha) - \varepsilon_{l\alpha}\delta_{\alpha\alpha'}| = 0 \qquad (\alpha, \alpha' = 1, 2, \ldots, k). \tag{8}$$

2. La méthode de L. Brillouin donne le même résultat pour le premier ordre; pour le deuxième, l'identité n'est pas aussi évidente. Soit $P^{-1}P = 1$, donc

$$P^{-1} = 1 - \lambda P_1 + \lambda^2 [P_1^2 - P_2] - \ldots. \tag{9}$$

L'opérateur perturbateur est

$$P^{-1}HP - H = \lambda[HP_1 - P_1 H] + \lambda^2[HP_2 - P_2 H - P_1(HP_1 - P_1 H)] + \ldots, \tag{10}$$

et alors

$$\varepsilon_{2l} = (l \,|\, HP_2 - P_2 H \,|\, l) - (l \,|\, P_1 HP_1 - P_1^2 H \,|\, l) + \sum_{j\neq l} \frac{(l \,|\, HP_1 - P_1 H \,|\, j)(j \,|\, HP_1 - P_1 H \,|\, l)}{E_{0l} - E_{0j}}. \tag{7'}$$

On arrive à démontrer l'équivalence de (7) et (7′) par l'emploi des règles de matrices, mais sans oublier qu'elles ne sont pas toujours applicables dans ces problèmes; en effet, remarquons pour le moment que l'application complète de ces règles nous donnerait $\varepsilon_{1l} = \varepsilon_{2l} = 0$.

3. Les formules (6) à (8) peuvent être simplifiées par l'emploi des formules

de Green [2]; prenons comme exemple l'opérateur $H = \Delta + V(x, y, z)$, alors

(11) $$(l \mid HP \mid j) = E_{0l}(l \mid P \mid j) + [l \mid P \mid j].$$

où $[l \mid P \mid j]$, correction à la loi de multiplication des matrices, signifie

(12) $$[l \mid P \mid j] = \begin{cases} = \int_S \left(-\frac{\partial}{\partial n}\right) \psi_l^* P\psi_j\, ds, & \ldots. \quad (\text{condition limite } \psi_l = 0), \\ = \int_S \psi_l^* \frac{\partial}{\partial n} P\psi_j\, ds, & \ldots, \quad \left(\text{condition limite } \frac{\partial \psi_l}{\partial n} = 0\right), \end{cases}$$

Substituée en (6), (7) et (8) donne

(6′) $$\varepsilon_{1l} = [l \mid P_1 \mid l], \qquad c_{lj} = -(j \mid P_1 \mid l) + \frac{[j \mid P_1 \mid l]}{E_{0l} - E_{0j}},$$

(7′) $$\varepsilon_{2l} = [l \mid P_2 \mid l] - \sum_j [l \mid P_1 \mid j](j \mid P_1 \mid l) + \sum_{j \neq l} \frac{[l \mid P_1 \mid j][j \mid P_1 \mid l]}{E_{0l} - E_{0j}},$$

(8′) $$\left| [l\alpha \mid P_1 \mid l\alpha'] - \varepsilon_{l\alpha} \delta_{\alpha\alpha'} \right| = 0 \qquad (\alpha, \alpha' = 1, 2, \ldots, k).$$

4. D'un point de vue pratique, le problème est réduit à la recherche des opérateurs P convenables à chaque condition limite. Pour la condition $\psi = 0$, L. Brillouin a déjà introduit l'opérateur

(13) $$P = 1 + \lambda F(f_1 f_2 f_3) \frac{\partial}{\partial f_1} + \frac{\lambda^2 F^2}{2!} \frac{\partial^2}{\partial f_1^2} + \ldots,$$

où $f_1 f_2 f_3$ forment un système de coordonnées curvilignes orthogonales, qui contiennent la frontière initiale $f_1 = c$. Pour la condition $\partial\psi/\partial n = 0$, il faut remarquer que la direction $\vec{n}$ change avec la frontière; cela interdit l'emploi de (13), mais tout de même, on arrive à le modifier convenablement au premier ordre en λ.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur certaines équations pouvant représenter un photon*. Note de M. **J. Roubaud-Valette**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans notre théorie de l'univers à cinq dimensions, nous associons la *masse au repos* d'un corpuscule à l'élément cinquième de la ligne d'univers par $m_0 = \mu_0 (du/ds)$ ($du = 0$ donne $m_0 = 0$).

---

(2) Cela a été aussi remarqué, indépendamment, par H. Fröhlich, dans une lettre personnelle à L. Brillouin.

Utilisons notre division en sous-espaces et les notations de notre Note précédente (1). Le tableau donnant la matrice-vecteur (au sens de M. E. Cartan) est

$$\begin{matrix} \varepsilon - iu & 0 & iz - ict & ix - y \\ 0 & \varepsilon - iu & ix + y & -iz - ict \\ iz + ict & ix - y & \varepsilon + iu & 0 \\ ix + y & -iz + ict & 0 & \varepsilon + iu \end{matrix}$$

Remarquons que le i de ict indique que le carré est $-c^2t^2$, tandis que le i de $ix - y$ est un facteur de décomposition déterminant un affixe.

Ceci nous conduit à décomposer chacune de nos grandeurs suivant deux nouveaux opérateurs, en doublant le nombre de lignes et de colonnes de notre matrice-vecteur fondamentale.

Pour cela, nous remplaçons le coefficient 1 par $\begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$ et le coefficient i par $\begin{vmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{vmatrix}$ (ict est, bien entendu, inchangé).

Ceci nous donne les matrices fondamentales



L'opérateur $\mu_0 c + \Gamma_1(IP_1 + JP_2 + KP_3) + \Gamma_2 P_4 + \Gamma P_5$ appliqué au spinus Ψ (matrice à 1 colonne et 8 lignes), donne 8 équations type Dirac dont nous écrivons seulement la première

(1) $\mu_0 c\Psi_1 + P_1(\Psi_8) + P_2(-\Psi_7) + P_3(-\Psi_5) + P_4(-i\Psi_5) + P_5(-\Psi_2) = 0, \ldots.$

---

(1) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 1136.

Nous pouvons avec ces 8 Ψ_i représenter un corpuscule formé de deux constituants, l'un correspondant à $(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4)$, l'autre à $(\varphi_5, \varphi_6, \varphi_7, \varphi_8)$. Des équations (1) nous tirons la densité de courant-charge-masse-état donnée par

$$\rho \frac{\nu x}{c} = \Psi^* \Gamma_1 I \Psi = [\Psi_1^* \Psi_8 - \Psi_2^* \Psi_7 + \Psi_3^* \Psi_6 - \Psi_4^* \Psi_5 + \Psi_5^* \Psi_4 - \Psi_6^* \Psi_3 + \Psi_7^* \Psi_2 - \Psi_8^* \Psi_1],$$

$$\rho \frac{\nu y}{c} = \Psi^* \Gamma_1 J \Psi, \qquad \rho \frac{\nu z}{c} = \Psi^* \Gamma_1 K \Psi, \qquad \Omega_2 = \Psi_1^* \Psi_1,$$

$$\rho = \Psi^* \Gamma_2 \Psi = i[\Psi_5^* \Psi_1 + \Psi_6^* \Psi_2 + \Psi_7^* \Psi_3 + \Psi_8^* \Psi_4] - i[\Psi_1^* \Psi_5 + \Psi_2^* \Psi_6 + \Psi_3^* \Psi_7 + \Psi_4^* \Psi_8].$$

La masse apparente est donnée par

$$\Omega_1 = \Psi^* \Gamma \Psi = [-\Psi_1^* \Psi_2 + \Psi_2^* \Psi_1 - \Psi_3^* \Psi_4 + \Psi_4^* \Psi_3 + \Psi_5^* \Psi_6 - \Psi_6^* \Psi_5 + \Psi_7^* \Psi_8 - \Psi_8^* \Psi_7] = \rho \frac{\nu u}{c}.$$

Le spire est donné par

$$\int z = \frac{h}{4\pi} \Gamma_1 I . \Gamma_1 J = \frac{h}{4\pi} K, \qquad \int x = \ldots, \qquad \int y = \ldots;$$

$$\int z = \frac{h}{4\pi} [\Psi_1^* \Psi_2 - \Psi_2^* \Psi_1 - \Psi_3^* \Psi_4 + \Psi_4^* \Psi_3 + \Psi_5^* \Psi_6 - \Psi_6^* \Psi_5 - \Psi_7^* \Psi_8 + \Psi_8^* \Psi_7].$$

Les deux corpuscules, constituants du corpuscule unique, étant intimement liés, nous devons avoir une seule onde pour l'ensemble, telle que $\Psi_{i+4} = \Psi_i \varpi$, ... ($\varpi$ étant un coefficient caractérisant la liaison des deux constituants)

$$\rho = \sum_1^4 \Psi_1^* \Psi_1 . 2 \sin\theta, \qquad \text{en posant } \varpi = e^{i\theta};$$

$$\rho \frac{\nu x}{i} = [\Psi_1^* \Psi_4 - \Psi_2^* \Psi_3 + \Psi_3^* \Psi_2 - \Psi_4^* \Psi_1] \, 2 \cos\theta, \qquad \ldots;$$

$$\Omega_2 = 2 \sum_1^4 \Psi_i^* \Psi_i;$$

ce qui montre bien que l'*état* est bien celui de deux corpuscules élémentaires identiques

$$\Omega_1 = \rho \frac{\nu_u}{i} = [\Psi_1^* \Psi_2 - \Psi_2^* \Psi_1 + \Psi_3^* \Psi_4 - \Psi_4^* \Psi_3] [\varpi\varpi^* - 1] = 0.$$

La masse propre *apparente* de l'ensemble est donc *nulle*.

Enfin le spin est, par exemple sur Oz,

$$\int z = \frac{h}{4\pi}[\Psi_1^*\Psi_2 - \Psi_2^*\Psi_1 - \Psi_3^*\Psi_4 + \Psi_4^*\Psi_3] \times 2.$$

Nous pouvons normaliser en imposant la condition

$$\int \rho\, dr = 1 \quad \text{ou} \quad \int \Sigma \Psi_i^* \Psi_i\, dr = 1.$$

Il en résulte que notre corpuscule composé a : 1° une probabilité de localisation ρ telle que $\int \rho\, dr = 1$; 2° une masse propre apparente dont la valeur est nulle ; 3° un opérateur spin de valeur $\pm 2h/4\pi = \pm h/2\pi$ (on dit de spin 1) ; 4° un état dont l'opérateur est de valeur 2, montrant la composition binaire du corpuscule. Ce peut être un photon.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Relations entre la théorie du photon et la théorie de l'électron lourd.* Note de Mme **Marie-Antoinette Tonnelat**, présentée par M. Louis de Broglie.

1. Considérons, avec M. Proca, l'équation

(1) $$\gamma^\mu \partial_\mu \psi = k\psi \quad (\mu = 1, 2, 3, 4),$$

où $k = i\mu = i\varkappa\mu_0 c$ est une constante réelle.

Cette équation admet la solution générale

(2) $$\psi = \Phi + \gamma^r \Phi_r + \frac{1}{2}\gamma^r\gamma^s\chi_{rs} + \frac{1}{6}\gamma^r\gamma^s\gamma^t\xi_{rst} + \frac{1}{24}\gamma^r\gamma^s\gamma^t\gamma^u\eta_{rstu},$$

et M. Proca a montré que le choix de certains ψ particuliers conduit aux équations de Klein-Gordon, du mésoton et de Kemmer. Par exemple

$$\psi_1 = \gamma^r\Phi_r + \frac{1}{2}\gamma^r\gamma^s\chi_{rs}$$

nous donne les équations du mésoton.

Nous allons conserver ici la forme générale de ψ. En substituant dans (1) et en identifiant les coefficients des γ, nous obtenons les équations suivantes :

$$\partial^r \Phi_r = K\Phi,$$
$$\partial^r \chi_{rs} + \partial_s \Phi = K\Phi_s, \qquad \partial_r\Phi_s - \partial_s\Phi_r + \partial^\rho \xi_{\rho rs} = K\chi_{rs};$$
$$\partial_1\chi_{23} + \partial_2\chi_{31} + \partial_3\chi_{12} + \partial^4\eta_{4123} = K\xi_{123}$$

et trois autres par permutation circulaire,

$$\partial_1 \xi_{234} - \partial_2 \xi_{341} + \partial_3 \xi_{412} - \partial_4 \xi_{123} = \mathrm{K}\,\eta_{1234}$$

qui peuvent encore s'écrire

$$(\mathrm{A}) \quad \left\{ \begin{array}{ll} & \mathrm{div}\,\mathcal{A} + \partial_4 \mathcal{A}_4 = \mu \mathcal{J}_1, \\ \mathrm{rot}_p \mathcal{H} - \partial_4 \mathcal{E}_p - \partial_p \mathcal{J}_1 = \mu \mathcal{A}_p, & \mathrm{div}\,\mathcal{E} + \partial_4 \mathcal{J}_1 = \mu \mathcal{A}_4; \\ \mathrm{rot}_p \mathcal{A} + \partial_4 \Sigma_p + \partial_p \Sigma_4 = \mu \mathcal{H}_p, & -\partial_p \mathcal{A}_4 - \partial_4 \mathcal{A}_p + \mathrm{rot}\,\Sigma = \mu \mathcal{E}_p; \\ \mathrm{rot}_p \mathcal{E} + \partial_4 \mathcal{H}_p - \partial_p \mathcal{J}_2 = \mu \Sigma_p, & \mathrm{div}\,\mathcal{H} - \partial_4 \mathcal{J}_2 = -\mu \Sigma_4; \\ & \mathrm{div}\,\Sigma + \partial_4 \Sigma_4 = \mu \mathcal{J}_2, \end{array} \right.$$

avec les notations

$$\Phi = -i\mathcal{J}_1, \qquad \eta_{1234} = i\mathcal{J}_2,$$

$$\Phi_r = (\mathcal{A}_1,\ \mathcal{A}_2,\ \mathcal{A}_3,\ -\mathcal{A}_4), \qquad \xi_{234} = -\Sigma_1,\ \ldots, \qquad \xi_{123} = \Sigma_4,$$

$$\chi_{23} = -i\mathcal{H}_1,\ \ldots, \qquad \chi_{14} = -i\mathcal{E}_1,\ \ldots, \qquad \chi^{23} = -i\mathcal{H}_1,\ \ldots, \qquad \chi^{14} = i\mathcal{E}_1.$$

2. Nous savons que, dans la théorie du photon, il est possible d'exprimer par des combinaisons linéaires les 16 Φ_{ik} en fonction de 16 grandeurs, dont 10 maxwelliennes et 6 non maxwelliennes. Si, inversement, nous exprimons ces 16 grandeurs A/K, $\mathrm{E}/\mathrm{K}\mu$, $\mathrm{H}/\mathrm{K}\mu$, σ, I_1, I_2 en fonction des Φ_{ik} et si, par convention, nous les identifions aux $\mathcal{A}$, $\mathcal{E}$, $\mathcal{H}$, Σ, $\mathcal{J}_1$ et $\mathcal{J}_2$ précédents, les équations (A) prendront la forme $\partial_4 \Phi_{ik} = (\mathrm{A}_p \partial_p + \mu \mathrm{A}_4)\Phi_{ik}$. C'est le groupe I de la théorie du photon. On obtiendrait le groupe II complémentaire en considérant une solution ψ' analogue à ψ, mais dans laquelle les signes de Φ, ξ et η, c'est-à-dire des grandeurs non électromagnétiques seraient changés.

3. Cette conclusion n'est pas très satisfaisante car les équations (A) obtenues à partir de (1) sont indépendantes de la forme particulière des γ_μ. La théorie du photon, telle qu'elle se présente habituellement et notamment l'expression des Φ_{ik} en fonction des A, E, ..., reste au contraire tout au moins en apparence subordonnée au choix des γ_μ. On sait en effet que la théorie du photon porte en réalité sur 32 grandeurs 16 en A + B et 16 en A — B. Dans la théorie de M. L. de Broglie, 16 d'entre elles s'expriment en fonction des Φ_{ik} comme nous l'avons supposé précédemment, tandis que les 16 autres s'annulent identiquement.

Si, au contraire, nous ne tenons pas compte de ce fait, nous obtiendrons les deux groupes d'équations suivants (²) :

1° $\mathrm{div}\,\mathrm{A} + \partial_4 \mathrm{A}_4 = \mu \mathrm{I}'_1, \qquad \mathrm{rot}_p \mathrm{A} + \partial_p \sigma'_4 + \partial_4 \sigma'_p = \mu \mathrm{H}_p, \qquad \ldots;$

2° $\mathrm{div}\,\mathrm{A}' + \partial_4 \mathrm{A}'_4 = \mu \mathrm{I}, \qquad \mathrm{rot}_p \mathrm{A}' + \partial_p \sigma_4 + \partial_4 \sigma_p = \mu \mathrm{H}'_p, \qquad \ldots.$

(²) Nous devons cette suggestion à M. L. de Broglie.

Chacun de ces deux groupes peut être regardé comme les équations (A) dans lesquelles on aurait primé soit les grandeurs électromagnétiques, soit les autres.

Nous aurons donc le premier groupe d'équations en choisissant la solution ψ et en faisant la convention $\mathcal{A}_\mu = A_\mu$, $\mathcal{H}_p = H_p$, $\mathcal{E}_p = E_p$, $\mathcal{I}_1 = I'_1$, $\mathcal{I}_2 = I'_2$, $\Sigma_\mu = \sigma'_\mu$. Nous obtiendrons par contre le deuxième groupe en choisissant une solution $\psi' = \Phi + \gamma^r \Phi'_r + \ldots$, les Φ', χ', ... correspondant à des grandeurs $\mathcal{I}'$, $\mathcal{A}'$, ... telles que $\mathcal{A}'_\mu = A'_\mu$, $\mathcal{H}'_p = H'_p$, $\mathcal{E}'_p = E'_p$, $\mathcal{I}'_1 = I_1$, $\mathcal{I}'_2 = I_2$, $\Sigma'_\mu = \sigma_\mu$.

Dans le cas particulier de la théorie du photon de M. L. de Broglie, $A' = E' = H' = I' = \sigma' = 0$. Aussi nous obtiendrons les équations pour les grandeurs maxwelliennes (en A + B) et non maxwelliennes (en A — B) en choisissant deux solutions de (1) telles que

$$\psi_1 = \gamma^r \Phi_r + \frac{1}{2} \gamma^r \gamma^s \chi_{rs},$$

$$\psi'_1 = \Phi' + \frac{1}{6} \gamma^r \gamma^s \gamma^p \xi_{rsp} + \frac{1}{24} \gamma^r \gamma^s \gamma^p \gamma^q \eta_{rspq}$$

(qui sont évidemment les solutions $\psi_1 \psi'_1$ et $\psi_2 \psi'_2$ envisagées en 2). Pour $\mu_0 \neq 0$ on trouve d'après (1): $\Phi' = 0$, qui correspond à $I_1 = 0$ de la théorie du photon. La solution ψ_1 est celle qui correspond aux équations de l'électron lourd. La solution ψ'_1 (tenseur dual) ne fait que nous donner une autre transcription possible d'une même équation [équation (31) de Kemmer] (3). Tandis que la solution ψ la plus générale nous conduit à l'un des groupes d'équations d'un corpuscule du type photon, la solution ψ_1 jointe à sa forme duale, suffit à nous donner toutes les équations de la théorie du photon de M. L. de Broglie.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur une équation symbolique groupant les équations du mésoton (électron lourd), celles de Kemmer, de Klein-Gordon et les équations du photon de L. de Broglie.* Note de M. A. Proca, présentée par M. Louis de Broglie.

1. Les équations du mésoton ayant déjà été rattachées à une réalité physique, l'étude de leur structure présente un intérêt qui n'est pas purement spéculatif.

---

(3) Cf. Kemmer, *Proc. of the Roy. Soc.*, A, 166, 1938, p. 127.

2. Considérons l'équation générale

$$\left(\sum_{\mu} \gamma_\mu D_\mu\right)\psi = k\psi,$$

où les $\gamma_\mu(\mu = 1, 2, 3, 4)$ sont les opérateurs bien connus de la théorie de Dirac $(\gamma_\mu\gamma_\nu + \gamma_\nu\gamma_\mu = 2\delta_{\mu\nu})$, et où $D_\mu = (\partial/\partial x_\mu) + (ie/\hbar c)\,A_\mu$, $k = mc/\hbar$.

Dans cette équation ψ est considéré comme le nombre hypercomplexe le plus général dans le domaine des γ_μ (¹), à savoir

$$(2) \qquad \psi = \Phi + \gamma_r\Phi_r + \frac{1}{2}\gamma_r\gamma_s\chi_{rs} + \frac{1}{6}\gamma_r\gamma_s\gamma_t\xi_{rst} + \frac{1}{24}\gamma_n\gamma_s\gamma_t\gamma_u\eta_{rstu}$$

$$(r, s, t, u = 1, 2, 3, 4).$$

(1) est équivalente à 16 équations ordinaires, au plus, obtenues en égalant les coefficients des produits des γ_μ.

3. L'invariance relativiste de (1) est assurée si Φ est un scalaire, Φ_μ un vecteur et χ_{rs}, ξ_{rst}, η_{rstu} des tenseurs complètement antisymétriques de rang 2, 3, 4. Bien entendu, un ou plusieurs de ces éléments peuvent être nuls; à chacune de ces hypothèses correspond un autre système d'équations.

4. *Les équations du mésoton* se déduisent de (1) en supposant que

$$\psi = \gamma_r\Phi_r + \frac{1}{2}\gamma_r\gamma_s\chi_{rs}.$$

En l'absence de champ, (1) est équivalente aux équations

$$\partial_r\chi^{rs} = k\Phi^s, \qquad \partial_r\Phi^r = 0.$$

$$\partial_r\Phi_s - \partial_s\Phi_r = k\chi_{rs}, \qquad \sum_{\text{cycl.}}\partial_t\chi_{rs} = 0.$$

Les deux premières sont les équations du mésoton avec les notations de Kemmer (¹); les deux autres en sont une conséquence.

5. Si l'on prend

$$\psi = \Phi + \gamma_r\Phi_r,$$

l'équation (1) est équivalente à un système conduisant à *l'équation de Klein-Gordon*.

6. Si l'on prend successivement

$$\psi = \frac{1}{2}\gamma_r\gamma_s\chi_{rs} + \frac{1}{6}\gamma_2\gamma_s\gamma_t\xi_{rst},$$

$$\psi = \frac{1}{6}\gamma_r\gamma_s\gamma_t\xi_{rst} + \frac{1}{24}\gamma_r\gamma_s\gamma_t\gamma_u\eta_{rstu},$$

(¹) Cf. p. ex. A. Proca, *Journ. de Phys.*, 1, 1930, p. 235; 3, 1932, p. 172.

on obtient *les équations de Kemmer* ([2]), qui sont celles de Klein-Gordon et celles du mesoton, écrites avec les tenseurs duals.

7. On peut évidemment prendre divers autres cas particuliers. Si toutefois on laisse à ψ toute sa généralité, on a une fonction d'onde à 16 composantes, et l'équation (1) à laquelle elle satisfait est équivalente à l'un des groupes de la *théorie du photon de M. L. de Broglie* ([3]), ainsi qu'il est démontré d'autre part (ci-dessus, p. 1180) par Mme M.-A. Tonnelat-Baudot.

ACOUSTIQUE. — *Dispositif expérimental pour la mesure de la vitesse du son dans les liquides, par une méthode de résonance. Mesure de la vitesse du son dans le mercure.* Note ([1]) de M. **Constantin Salceanu**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous avons donné ([2]) quelques résultats de mesures de la vitesse du son dans les liquides : voici quelques précisions sur le dispositif de résonance employé et un résultat nouveau.

Le liquide à étudier (400^{cm^3} environ) se trouve dans le réservoir en verre (c) qui porte à sa partie inférieure un rebord rodé, lequel, par l'intermédiaire d'une rondelle en caoutchouc, vient en contact avec la membrane vibrante (g). La partie supérieure rodée du réservoir porte un bouchon en caoutchouc (e).

La lame vibrante (g) est en mica de $0^{mm},5$ d'épaisseur, elle est fixée au moyen de deux rondelles en caoutchouc de 2^{mm} d'épaisseur chacune. Le dispositif entier repose sur un support en bois paraffiné (ou en aluminium) (b) soutenu par 3 pieds en laiton; 8 boulons maintiennent le couvercle (a) du support (b).

La source sonore est une lame métallique vibrante, adaptée sur un cube en bois (h) de 2^{cm} d'arête, qui peut s'introduire sous la lame vibrante à l'aide d'un coulissage dans une monture métallique (i). Les conditions de l'expérience sont améliorées si l'on attache en dessous la boîte en bois (l) qui peut servir de chambre de résonance.

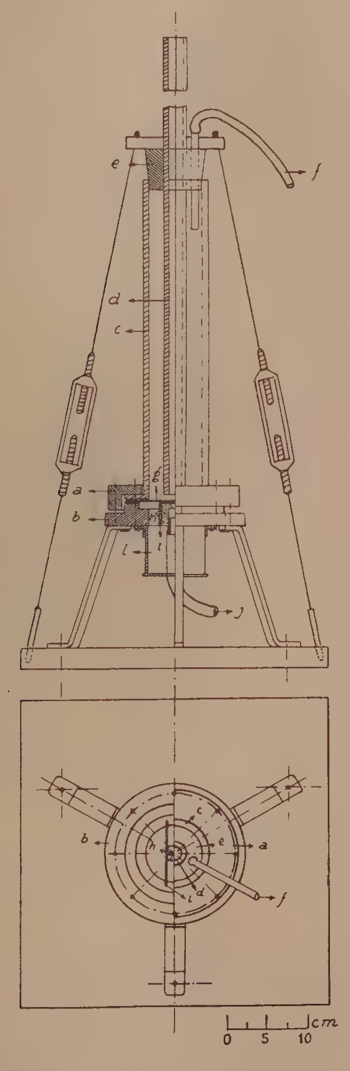
([2]) *Proc. Roy. Society London*, A, 166, 1938, p. 127.

([3]) L. de Broglie, *Nouvelles recherches sur la lumière*, 1938, Paris.

([1]) Séance du 5 décembre 1938.

([2]) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 1219; C. Sălceanu et Arnelin Istrati, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 329, et 206, 1938, p. 502.

Le tube en caoutchouc (*j*) relie le cube (*h*) à une trompe à eau, qui produit la vibration de la lame métallique par aspiration de l'air, ou bien à un



compresseur, qui produit la vibration par le refoulement de celui-ci. Le bouchon en caoutchouc (*e*) de la partie supérieure de l'appareil est percé de deux ouvertures par où s'introduisent : 1° au milieu, le tube en verre (*d*) à parois épaisses, lequel permet de maintenir ou de varier la longueur de la

colonne du liquide à étudier, et 2° un petit tube en verre ou en laiton relié à un tube en caoutchouc (f) par où s'exerce la pression d'une pompe auxiliaire sur le liquide du vase cylindrique (c). De cette façon on peut faire monter le liquide à diverses hauteurs dans le tube central (d).

Les maxima de résonance sont observés à l'oreille à l'aide d'un tube en caoutchouc introduit dans le haut du tube (d). Le niveau du liquide correspondant aux maxima est marqué au moyen d'anneaux de caoutchouc fins. L'audition est optima lorsque l'extrémité du tube (d) se trouve aussi près que possible de la plaque de résonance et lorsque ce tube est parfaitement centré à l'intérieur du réservoir (c).

Dans le cas du mercure il a fallu enrouler autour du réservoir (c) un fil métallique protecteur. La pression exercée sur le bouchon en caoutchouc (e) a été contrebalancée par un ancrage indiqué dans la figure.

Voici les résultats obtenus dans ce cas ($t + 22°,5$) :

n per/sec.	y (mètres).	$\beta.10^6$.	U.	W.	V = U.W m/s.	V_{Newton} m/s.
1290 (mi_5).....	0,313	3,95	1,737	807	1402	1374
1535 (sol_5)....	0,265			813	1412	
				Moyenne...	1407 m/s	

Les notations sont celles de notre première Note. Les sources sonores mi_5 et sol_5 sont un peu différentes de celles avec lesquelles on avait travaillé auparavant. Le son a été obtenu par refoulement de l'air avec un compresseur et non par absorption de celui-ci comme dans le cas des autres substances étudiées. La vitesse du son calculée par la formule de Newton est inférieure de 2,3 pour 100 à celle que nous obtenons ici. Le même fait a été constaté pour la plupart des liquides étudiés précédemment.

THERMODYNAMIQUE STATISTIQUE. — *La viscosité de l'hélium liquide et la statistique de Bose-Einstein.* Note de M. L. Tisza, présentée par M. Paul Langevin.

Nous avons montré [1] que l'application de la statistique de Bose-Einstein sur l'He II, proposée par London [2], permet de comprendre la *supraconductibilité thermique* de cette substance. On verra dans la Note présente que cette conception peut rendre compte aussi de la *viscosité* de l'hélium liquide

(1) *Comptes rendus*, **207**, 1938, p. 1035. Nous désignerons par **1** cette Note, où sont définies nos notations.

(2) *Nature*, **141**, 1938, p. 643.

et des effets curieux observés sur l'He II dans les tubes capillaires très minces.

Nous avons vu que l'He II est composé de deux *phases :* les atomes de la *phase* I sont en mouvement de translation thermique avec une vitesse moyenne $\bar{v} \sim \sqrt{kT/m}$, tandis que la vitesse de translation des atomes II est nulle. Il résulte de ce mouvement une dissipation d'impulsion, c'est-à-dire une *viscosité* du même type *cinétique* que celle d'un gaz. Cette viscosité peut être estimée suivant la formule élémentaire $\eta \sim \rho^{\mathrm{I}}\bar{v}l$, où $l \sim \frac{m}{\rho_0 \sigma} = \frac{m}{(\rho^{\mathrm{I}} + \rho^{\mathrm{II}})\sigma}$ est le libre parcours moyen et σ la section efficace de choc d'un atome I avec un atome quelconque (σ sera pratiquement le même pour les atomes des deux *phases*) ([3]). Les atomes II n'ayant pas de vitesse de translation, *la phase II n'a pas de viscosité du type cinétique* considéré ici. Ces atomes interviennent pourtant en raccourcissant le libre parcours des atomes I et *diminuant* ainsi la *viscosité* de la *phase* I. On a pour l'He II (cf. 1) $\rho^{\mathrm{I}} \sim \rho_0 (T/T_0)^5$; pour l'He I, $\rho^{\mathrm{I}} = \rho_0$, et par conséquent

$$\text{pour} \quad T \leqq T_0, \quad \eta \sim \frac{1}{\sigma}\sqrt{mkT}\left(\frac{T}{T_0}\right)^5, \qquad \text{pour} \quad T \geqq T_0, \quad \eta \sim \frac{1}{\sigma}\sqrt{mkT}.$$

Cette loi de dépendance de la température (σ est pratiquement invariable) est en accord *quantitatif* avec les mesures de Keesom et Mac Wood ([4]), exécutées par la méthode du disque oscillant (sauf une anomalie mal définie au point λ). On déduit des valeurs empiriques de $\eta : l \sim 10^{-7}$ cm. Si l'on remarque encore que le rapport de la viscosité du liquide et du gaz au point de condensation (ordinaire) n'est que 2,3 pour l'He contre 14 pour l'H_2, on voit que le mécanisme *cinétique* rend compte de la *viscosité* observée dans l'He I et II. Dans les autres liquides, au contraire, la dissipation d'impulsion par l'intermédiaire des forces de van der Waals joue un rôle essentiel. La viscosité correspondante n'a pas encore pu être calculée d'une manière satisfaisante, mais on sait que ce mécanisme entraîne $d\eta/dT < 0$, ce qui est vrai pour tous les liquides, sauf l'He. La position particulière de celui-ci est due sans doute au fait que les forces de van der Waals sont compensées en grande partie par l'énergie cinétique au zéro absolu, ce qui explique aussi l'absence de cristallisation de l'He à pression nulle ([5]).

En résumé, la viscosité de la *phase* II sera nulle, ou du moins négli-

---

([3]) Les *chocs* avec les ondes de Debye peuvent être négligés.

([4]) *Physica*, 5, 1938, p. 737.

([5]) F. Simon, *Nature*, 133, 1934, p. 529; F. London, *Proc. Roy. Soc.*, A, 153, 1936, p. 576.

geable par rapport à celle de la *phase* I : *la phase* II *est superfluide*. Il existe donc des tubes capillaires semi-perméables, c'est-à-dire assez fins pour arrêter pratiquement la *phase* I et laisser passer la *phase* II. Considérons deux récipients A et B reliés par un tube capillaire semi-perméable. Le niveau du liquide en A est plus haut qu'en B. A cause de la pression $p^{\mathrm{I}}(\mathrm{T})$ exercée par la *phase* I seule (cf. 1), ce dispositif sera analogue à une cellule osmotique. La différence de pression hydrostatique est égale à la différence des pressions *osmotiques* $\mathrm{P}=p^{\mathrm{I}}_{\mathrm{A}}-p^{\mathrm{I}}_{\mathrm{B}}$. Mais cet équilibre ne sera pas stable, parce que $p^{\mathrm{I}}_{\mathrm{A}}>p^{\mathrm{I}}_{\mathrm{B}}$ entraîne $\mathrm{T}_{\mathrm{A}}>\mathrm{T}_{\mathrm{B}}$, *d'où il résulte une distillation de* A *vers* B. Le niveau en A s'abaissera au fur et à mesure que le permet la diminution de T_{A} et $p^{\mathrm{I}}_{\mathrm{A}}$ par suite de l'évaporation. Ce processus sera *indépendant de la différence des niveaux*.

Un niveau constant peut être maintenu si l'on transmet au récipient A une quantité de chaleur W par seconde. Dans le régime stationnaire il se produit un courant cyclique de N atomes par seconde de A vers B par distillation et de B vers A à travers le capillaire par un courant *superfluide* de la *phase* II. On a $\mathrm{W}=\mathrm{N}w$, où w est le travail de sortie d'un atome II de l'intérieur du liquide à la vapeur. En mesurant les températures T_{A}, T_{B} et la pression hydrostatique $\mathrm{P}=p^{\mathrm{I}}_{\mathrm{A}}-p^{\mathrm{I}}_{\mathrm{B}}$, on pourra déterminer empiriquement l'équation d'état $p^{\mathrm{I}}=p^{\mathrm{I}}(\mathrm{T})$.

Ces résultats sont en accord avec tous les détails des mesures d'écoulement et avec le phénomène de la *fontaine d'He*, dans les tubes capillaires les plus minces [6]. Si le tube est assez large pour que la *phase* I puisse couler aussi, il n'y aura plus de régularités nettes, ce qui correspond bien à la complexité des phénomènes observés dans les tubes de différentes dimensions [7].

Le phénomène de grimpage de Rollin [8] (*creeping*) peut être réduit au cas précédent en considérant la surface de la paroi comme une lame capillaire semi-perméable mouillée par l'He, ce qui est confirmé par les mesures quantitatives de Daunt et Mendelssohn [9].

---

(6) J. F. Allen et A. D. Misener, *Nature*, **142**, 1938, p. 643; Cf. J. F. Allen et H. Jones, *Nature*, **141**, 1938, p. 243.

(7) Allen et Misener, *loc. cit.*; E. F. Burton, *Nature*, **142**, 1938, p. 74; W. F. Giauque, J. W. Stout et R. E. Barieu, *Phys. Rev.*, **54**, 1938, p. 147; P. Kapitza, *Nature*, **141**, 1938, p. 74.

(8) Kürti, Rollin et Simon, *Physica*, **3**, 1936, p. 266; Rollin, *Actes VIIe Congr. int. du Froid*, **1**, 1936, p. 189.

(9) *Nature*, **142**, 1938, p. 475; Cf. A. K. Kikoin et B. S. Lasarew, *Nature*, **142**, 1938, p. 289.

Aux températures très basses ($\rho' \ll \rho''$) le rôle de la distillation ne sera plus décisif et l'on pourra observer l'écoulement *superfluide* proprement dit, ce qui peut être intéressant du point de vue hydrodynamique.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Sur le mouvement d'une particule électrisée dans un champ électrique et dans un champ magnétique superposés.* Note [1] de M. **Tommaso Boggio**, transmise par M. Élie Cartan.

Si l'on désigne par V la fonction potentielle d'un champ électrique, et par U celle d'un champ magnétique, l'équation du mouvement d'une particule électrisée P, soumise à l'action des deux champs considérés, est

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\operatorname{grad} V + \mathbf{v} \wedge \operatorname{grad} U, \tag{1}$$

où $\mathbf{v} = dP/dt$ est le vecteur qui représente la vitesse de la particule, et m est une constante.

En faisant le produit scalaire par $\mathbf{v}$ on déduit l'intégrale très connue $m\mathbf{v}^2 + 2V = \text{const}$.

Je me propose maintenant d'établir une intégrale nouvelle, dans l'hypothèse que les champs électrique et magnétique soient symétriques par rapport à un axe z, de sorte que les fonctions potentielles V et U ne dépendent que des distances u et z du point P à *l'* axe z et au plan normal à l'axe z en un point quelconque O.

Si $\mathbf{a}$ indique un vecteur unitaire parallèle à l'axe z, il est clair que

$$\mathbf{a} \wedge (P - O) = u\mathbf{b},$$

$\mathbf{b}$ étant un vecteur unitaire normal au plan Pz.

On déduit alors de l'équation (1)

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} \times \mathbf{a} \wedge (P - O) = (\mathbf{v} \wedge \operatorname{grad} U) \times u\mathbf{b} = -\mathbf{v} \times \mathbf{b} \wedge u \operatorname{grad} U,$$

ou bien

$$\frac{d}{dt}[m\mathbf{v} \times \mathbf{a} \wedge (P - O)] = -\mathbf{v} \times \mathbf{b} \wedge \left(u\frac{\partial U}{\partial u}\operatorname{grad} u + u\frac{\partial U}{\partial z}\operatorname{grad} z\right)$$
$$= -\mathbf{v} \times \left(u\frac{\partial U}{\partial u}\operatorname{grad} z - u\frac{\partial U}{\partial z}\operatorname{grad} u\right).$$

---

[1] Séance du 22 août 1938.

Comme la fonction U est harmonique (dans l'espace extérieur aux masses magnétiques), l'équation de Laplace $\Delta_2 U = 0$ nous donne, en employant les variables u et z,

$$\frac{\partial}{\partial u}\left(u\frac{\partial U}{\partial u}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(u\frac{\partial U}{\partial z}\right)=0;$$

on peut donc poser

$$u\frac{\partial U}{\partial u}=\frac{\partial U_1}{\partial z}, \qquad u\frac{\partial U}{\partial z}=-\frac{\partial U_1}{\partial u};$$

la fonction U_1 s'appelle, suivant Beltrami, *fonction associée* à la fonction U, et satisfait, ainsi que je l'ai montré ailleurs ([1]), à l'équation $\Delta_2\Delta_2 U_1 = 0$.

En introduisant la fonction U_1 nous aurons

$$\frac{d}{dt}[m\mathbf{v}\times\mathbf{a}\wedge(P-O)]=-\mathbf{v}\times\left(\frac{\partial U_1}{\partial z}\,\mathrm{grad}\,z+\frac{\partial U_1}{\partial u}\,\mathrm{grad}\,u\right)$$
$$=-\frac{dP}{dt}\times\mathrm{grad}\,U_1=-\frac{dU_1}{dt};$$

il en suit l'intégrale

$$m\mathbf{v}\times\mathbf{a}\wedge(P-O)+U_1=\text{const.} \tag{2}$$

L'équation $U_1 =$ const. représente, comme on sait, sur le plan Pz, les trajectoires orthogonales des lignes U = const.

Dans les deux cas particuliers où la fonction U a les expressions

$$U=\sum_1^n{}_s\frac{h_s}{r_s}, \qquad U=\sum_1^n{}_s h_s r_s^{-m}P_{m-1}(\cos\theta_s),$$

h_s étant une constante, r_s la distance du point P au point O_s de l'axe z, θ_s l'angle que le rayon vecteur O_sP forme avec l'axe z, et $P_{m-1}(\cos\theta_s)$ le polynome de Legendre du degré $m-1$, les intégrales correspondant à la formule (2) ont été établies, tout récemment, par moi et par M. Agostinelli ([2]).

Remarque. — On pourrait aussi parvenir à l'intégrale (2) à l'aide des équations de Lagrange, équivalentes à l'équation (1), qui ont été établies par M. Levi-Civita ([3]).

([1]) Boggio, *Rendiconti R. Istituto Lombardo*, serie 2, 38, 1905, p. 454.

([2]) Voir *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 134, et *Rendiconti R. Accademia Lincei*, serie 6^a, 28, 1938, p. 83.

([3]) *Archiv for Mathematik og Naturvidenskab*, 31, XII, 1911.

RADIOÉLECTRICITÉ. — *Affaiblissement des champs électromagnétiques sur ondes ultra-courtes au passage des rivières.* Note [1] de M. **Yves Rocard**, présentée par M. Charles Fabry.

Au cours de vols effectués en 1936, pour des essais de radiophares de guidage de la Société française radioélectrique, émettant sur des longueurs d'onde de $7^m,15$ à 9^m, dans la région d'Angoulême-Bordeaux, il nous a été donné de constater un affaiblissement marqué des champs reçus, en polarisation verticale, au passage de la Garonne et de la Dordogne, dans la région d'Ambès. Comme cet effet se produisait indifféremment avec un émetteur situé dans le Sud-Ouest, derrière l'aérodrome de Bordeaux-Teynac, ou avec un émetteur dans le Nord-Est, à Landes-de-Bussac, tous deux rayonnant environ 100 watts antenne et étant situés à 25^{km} sensiblement, il n'y avait pas de doute (vu l'absence de relief dans la région) qu'il fallait l'attribuer à l'influence des grandes masses d'eau roulées par la Garonne et la Dordogne en cet endroit. Nous avons publié ces observations dans le *Bulletin de la Société française radioélectrique*, numéro du quatrième trimestre 1936, mais nous croyons opportun de les rappeler, maintenant qu'en Amérique on vient de découvrir le même phénomène (W. E. Jackson, *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, juin 1938, p. 681).

L'affaiblissement en question, relevé aussi bien sur un avion Potez 58 de tourisme que sur le *Simoun* de la Compagnie Air Bleu, était décelé par un changement, lu sur un appareil de mesure, dans la polarisation automatique du récepteur muni d'un dispositif antifading. Sensible sur une distance d'environ 2^{km} (soit trente secondes de vol en « Simoun »), il se traduirait par une baisse du champ reçu dans un rapport de 0,6 à 0,7 environ pour 300^m d'altitude, l'effet étant moins sensible aux altitudes plus élevées, et probablement plus accentué aux altitudes plus basses. L'exploration en avion, jointe à la constante de temps introduite par le mécanisme de l'antifading, était toutefois beaucoup trop rapide pour permettre de préciser très exactement la situation des points où l'on relevait les valeurs du champ.

Il n'est pas impossible que de tels effets locaux dans la propagation

---

(1) Séance du 5 décembre 1938.

puissent être utilisés, moyennant une étude préalable, pour fournir aux avions volant à basse altitude sans visibilité des renseignements sommaires mais utiles. Ainsi dans les vols auxquels nous nous référons, l'anomalie de réception sur la Garonne fournissait une sorte de signal d'approche avant l'arrivée à Bordeaux.

ÉLECTROCHIMIE. — *Au sujet des phénomènes de surtension électrolytique.* Note de MM. **Marcel Lemarchands** et **Walter Juda**, présentée par M. Paul Langevin.

Nous avons proposé [1] une explication du phénomène de surtension cathodique de l'hydrogène. Partant de faits déjà établis par l'un de nous, établissant qu'aux alentours immédiats des électrodes le passage du courant crée un vide d'ions qui engendre et maintient une différence de potentiel, nous avions suggéré que cette d. d. p. dans le cas de l'hydrogène n'était autre que sa *surtension*. Elle devait, à température constante, être fonction de la densité de courant d et de la concentration initiale C_i de la solution d'ions H. L'étude expérimentale de ε_H pour l'électrode de platine platiné, plongeant dans des solutions d'acide sulfurique de concentration variant de 0,02 à 4 N, confirma tout à fait ces prévisions.

Nous avons cherché à établir théoriquement la relation liant ces trois facteurs ε_H, C_i, d. L'énergie libre de la réaction électrochimique

$$H^2 - 2\Theta \rightleftharpoons 2\overset{+}{H}$$

est

$$(1) \qquad \varepsilon = \frac{RT}{2F}\left(\mathrm{Log}\,\frac{C_{H^2}}{C^2_{\overset{+}{H}}} - \mathrm{Log}\,\frac{C'^2_{\overset{+}{H}}}{C'_{H^2}}\right),$$

C_{H^2} et $C_{\overset{+}{H}}$ représentant respectivement la concentration moléculaire de l'hydrogène dans l'électrode et la concentration ionique de la solution électrolytique; C_{H^2}, $C_{\overset{+}{H}}$ les concentrations de l'hydrogène moléculaire et ionique dans la phase de transition. Dans l'électrode normale d'hydrogène, C_{H^2} est la concentration correspondant à la pression d'atmosphère pour le gaz hydrogène, $C_{\overset{+}{H}} = 1$ représente l'activité de l'ion hydrogène dans la solution électrolytique, $\mathrm{Log}\,(C^2_{\overset{+}{H}}/C_{H^2})$ est constante à température fixe.

---

[1] Lemarchands et Juda, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 730.

Dans ces conditions Nernst pose

$$(2) \qquad \varepsilon_H = \frac{RT}{2F} \operatorname{Log}_e \frac{C_{H^2}}{1} + \frac{RT}{2F} \operatorname{Log}_e K = 0.$$

Supposons maintenant que, toutes choses égales d'ailleurs, de l'électrode à la solution, circule un courant de densité d, la formule (1) peut-elle s'appliquer? Nous adopterons les vues de R. Lorentz [2] qui attribue à la phase de transition, siège principal de la réaction électrochimique, le rôle d'un agent catalytique parfait, provoquant instantanément dans son sein des états d'équilibre stable. Nous admettons qu'alors l'équilibre électrochimique, suit instantanément les modifications de concentration. Si la température reste constante, $\operatorname{Log} C_{\overset{+}{H}}^2/C_{H^2}$ ne varie pas. Il en est de même de C_{H^2} si la pression de l'hydrogène ne change pas au-dessus de l'électrode. Mais la concentration $C_{\overset{+}{H}}$ autour de l'électrode diminue, ainsi que l'expérience le montre, et la d. d. p. prend alors une certaine valeur $\Delta\varepsilon_H$ qui représente la surtension de l'hydrogène :

$$(3) \qquad \Delta\varepsilon_H = \frac{RT}{2F} \operatorname{Log}_e \frac{C_{H^2}}{C_{\overset{+}{H}}'^2} + \operatorname{Log}_e K.$$

En soustrayant (3) de (2)

$$(4) \qquad \Delta\varepsilon_H = \frac{RT}{2F} \operatorname{Log}_e \frac{1}{C_{\overset{+}{H}}^2} = \frac{RT}{F} \operatorname{Log}_e \frac{1}{C_{\overset{+}{H}}},$$

mais $\Delta\varepsilon_H$ est une fonction de la densité de courant d : les courbes expérimentales $f(\nabla\varepsilon_H, d)$ sont sensiblement des droites avec allure logarithmique très atténuée. Nous posons donc

$$(5) \qquad \Delta\varepsilon_H = \operatorname{Log}_e(\alpha + \beta d).$$

De (4) et (5), nous tirons

$$(6) \qquad \frac{1}{C_{\overset{+}{H}}} = (\alpha + \beta d)^{\frac{F}{RT}},$$

qui permet de calculer la concentration des ions hydrogène aux alentours immédiats de la cathode. (5) peut se mettre sous une forme dans laquelle α et β sont aisément calculables

$$(7) \qquad 1 + \Delta\varepsilon_H + \frac{\overline{\Delta\varepsilon_H}^2}{2} = \alpha + \beta d.$$

---

(2) *Traité pratique d'Électrochimie*, traduction G. Hostelet, 1905, p. 190.

Les valeurs expérimentales de $\Delta\varepsilon_{\text{II}}$ et d, introduites dans (7), permettent de calculer les coefficients α et β. Voici leur valeur pour diverses valeurs de la concentration initiale C_i

C_i	0,1.	0,2.	0,3.	0,5.	0,7.	1.	2.
Valeurs moyennes de α	1,07	1,04	1,02	1,02	1,02	1	1
Valeurs moyennes de β	0,0318	0,0173	0,1115	0,0073	0,0051	0,0036	0,0020

α est sensiblement constant, si on le compare à β. La certitude sur leur valeur croît en même temps que C_i augmente : l'approximation est mauvaise pour les mesures de la densité de courant pour les faibles dilutions, celle sur $\Delta\varepsilon$ n'est jamais inférieure à $1/25^e$, α est donc très voisin de l'unité. Si β n'est pas constant, par contre le produit $\beta C_i = 0{,}00366$ (8), voici des valeurs pour les diverses concentrations initiales

C_i	0,02 N.	0,1 N.	0,2 N.	0,3 N.	0,5 N.	0,7 N.	1 N.	2 N.
βC_i	0,00434	0,00318	0,00346	0,00345	0,00365	0,00357	0,00360	0,0040

Si l'on remplace dans (5) β par sa valeur tirée de (8), on voit que $\Delta\varepsilon_{\text{II}}$ varie en sens inverse de C_i. C'est bien ce que donne l'expérience. (7) comporte donc implicitement une deuxième loi expérimentale.

Nous concluons de cette étude que la cause de la surtension des gaz sur l'électrode de platine platiné, dont l'origine était inconnue, malgré de très nombreux travaux, réside dans la simple attraction des ions, plus intense aux alentours immédiats de l'électrode : elle est donc fonction de la densité de courant et de la concentration initiale de l'électrolyte. Les diverses hypothèses faites pour établir la relation $f(\Delta\varepsilon_{\text{II}}, C_i, d)$, rôle catalytique de la phase de transition, validité de l'équation de van't Hoff représentant le potentiel de l'électrode parcourue par un courant, nous paraissent recevoir une intéressante confirmation.

SPECTROSCOPIE. — *Prolongation de la série $1\,{}^1P_1 - m\,{}^1S_0$ du zinc.* Note de M. **Henri Bruck**, présentée par M. Aimé Cotton.

On sait que, dans la plupart des expériences de laboratoire, beaucoup de séries spectrales n'apparaissent que par quelques raies de rang peu élevé. La cause principale de cette limitation paraît résider dans la pression relativement forte du gaz lumineux; par suite de cette pression, les atomes portés à un état d'excitation élevé perdent leur énergie d'excitation par choc, avant d'avoir pu rayonner.

En employant un arc au mercure en régime peu poussé M. H. Buisson [1] a pu compléter et prolonger d'une façon notable certaines séries de triplets du mercure.

Nous avons remarqué qu'un jet atomique dans le vide, rendu lumineux par choc électronique, constitue aussi une source émettant des raies de série jusqu'à un rang plus élevé que d'ordinaire. L'expérience a été faite dans la vapeur du zinc et l'observation a porté spécialement sur la série des simplets $1\,^1P_1 - m\,^1S_0$, qui s'excitent d'une façon relativement intense dans le jet atomique.

L'appareil producteur du jet atomique est semblable à celui qui a déjà été utilisé par Minkowski et Bruck [2] pour l'étude du cadmium. On a seulement modifié la construction et amélioré la protection thermique du creuset à cause de la température d'évaporation plus élevée du zinc. De plus, la densité du courant électronique qui sert au bombardement du jet a été portée jusqu'à 125 milliampères par centimètre carré sur une profondeur utile de 17^{mm}, la tension appliquée allant jusqu'à 115 volts.

L'ouverture géométrique du jet est de 1/5 et la température de 585°C. La densité des atomes de zinc est égale à celle d'un gaz ordinaire à une pression de 3.10^{-5}mm de mercure et à 0°C. Le nombre des chocs cinétiques dans le jet [3] est trois fois moindre que dans une vapeur de même densité et de même température à cause de l'abaissement des vitesses relatives des atomes qui, dans le jet, se meuvent tous dans une seule direction.

Dans ces conditions, on note, pour toutes les séries, l'apparition de raies d'ordre élevé avec une intensité relativement grande. En particulier, la série des simplets $1\,^1P_1 - m\,^1S_0$, qui est connue jusqu'au rang $m = 6$, se prolonge par les raies du rang 7, 8 et 9 que nous avons photographiées et mesurées avec une précision de 0,1 Å pour les deux premières et un peu inférieure pour la dernière. Les trois raies nouvelles s'accordent bien, à l'ordre de précision des expériences, avec la formule de Rydberg qui représente les six raies déjà connues. Le tableau suivant fait connaître les longueurs d'onde λ dans l'air ainsi que les nombres d'onde ν dans le vide et les intensités i des trois raies nouvelles que nous avons observées.

m.	i	λ.	ν.
7	3	3702,6	27000
8	2	3641,6	27453
9	1	3599	2778_0

(1) *Comptes rendus*, 178, 1924, p. 1270.

(2) *Zeits. f. Ph.*, 95, 1935, p. 274.

(3) A. Bogros, *Ann. de Phys.*, 17, 1932, p. 232.

SPECTROSCOPIE. — *Spectres de quelques dérivés du méthane dans l'infrarouge lointain.* Note de M. **Maurice Parodi**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous nous sommes proposé d'étudier la transmission de quelques dérivés halogénés du méthane dans la région du spectre infrarouge s'étendant de 17 à 65 μ. A cet effet, nous avons fait usage d'un dispositif spectroscopique à réseau de fils décrit dans une Note antérieure (1). Peu de recherches ont été faites dans cette région sur ces composés, sauf celles de Strong (2) et les études que nous avons poursuivies par la méthode des rayons restants (3). D'un autre côté Kohlrausch (4), puis Lecomte et Emschwiller (5) ont étudié les modes de vibration de ces corps; nous utilisons leurs notations dans ce qui suit.

I. *Composés dihalogénés.* — Nous avons étudié la transmission du chlorure, du bromure et de l'iodure de méthylène. Le tableau suivant donne la longueur d'onde, en microns, des bandes observées et les modes de vibration qui correspondent à certaines d'entre elles (les nombres entre parenthèses donnent la fréquence en cm⁻¹).

	Modes de vibration.			Autres bandes.		
Composés.	δ_1.	$2\delta_1$.	δ_3.			
CH^2Cl^2...	38(263)	–	20 (500)	32 (312)	45 (222)	–
CH^2Br^2...	53(189)	30,4(329)	24,5(408)	36,5(274)	42,3(236)	47,5(210)
CH^2I^2.....	–	42 (238)	26,5(377)	28,5(350)	36,5(274)	48 (208)

II. *Composés trihalogénés.* — Nous avons étudié le chloroforme, le bromoforme et l'iodoforme. Le tableau suivant donne la longueur d'onde des bandes d'absorption, en microns, et la fréquence correspondante en cm⁻¹ (entre parenthèses).

	Modes de vibration.					Autres bandes.	
Composés.	δ_{12}.	$2\delta_{12}$.	δ_3.	$2\delta_3$.	ν_1.		
$CHCl^3$.....	38,5(260)	20,5(488)	27,5(364)	–	–	33 (303)	43,5(230)
$CHBr^3$.....	–	32,5(308)	46 (217)	–	–	25,5(392)	40 (250)
CHI^3......	–	45 (222)	–	37(270)	24(416)	27,5(364)	50 (200)

(1) P. Barchewitz et M. Parodi, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1891.

(2) J. Strong, *Phys. Rev.*, 38, 1931, p. 1818.

(3) M. Parodi, *Thèse*, Paris, 1938.

(4) K. W. F. Kohlrausch, *Z. phys. Chem.*, B, 28, 1935, p. 340.

(5) J. Lecomte et G. Emschwiller, *Journ. de Phys.*, 8, 1937, p. 130.

III. *Composés tétrahalogénés*. — Nous avons étudié la transmission du tétrachlorure de carbone et celle du tétrabromure. Les longueurs d'onde des bandes observées se trouvent dans le tableau suivant :

	Modes de vibration.		Autres bandes.				
Composés.	$2\delta_{345}$.	δ_{345}.					
CCl^4	–	33,5 (300)	19 (525)	27 (370)	40,5 (247)	46 (217)	–
CBr^4	27,4 (365)	55 (182)	22 (454)	33 (303)	37,5 (266)	47 (213)	61 (164)

Interprétation. — Les deux premiers groupes de composés possèdent respectivement 9 et 6 modes de vibration actifs à la fois dans l'infrarouge et dans l'effet Raman [6]; le dernier ne présente que deux modes de vibration actifs dans l'infrarouge. Les fréquences de déformation sont désignées par le symbole δ, celles de valence par ν et l'on peut remarquer l'augmentation de la multiplicité des fréquences de vibration à mesure que le nombre des atomes substitués augmente.

D'une façon générale, les longueurs d'onde des bandes fondamentales observées sont en bon accord avec celles que la méthode des rayons restants nous avait permis de déterminer, ainsi qu'avec les valeurs déduites de l'examen du spectre de diffusion.

D'autre part, certaines des bandes placées dans nos tableaux sous l'indicatif *autres bandes* peuvent s'expliquer par des combinaisons de la forme $f_i \pm f_k$, f_i et f_k désignant deux quelconques des fréquences fondamentales. Ainsi, pour CBr^4, la bande située à 22^μ ($454\ cm^{-1}$) peut être considérée comme due à la combinaison $\nu_1 + \delta_{345}$. ν_1 est active seulement dans le spectre Raman et a pour valeur $265\ cm^{-1}$; ceci semble confirmer le fait que la combinaison d'une fréquence active et d'une inactive peut donner lieu à une bande d'absorption dans l'infrarouge.

SPECTROSCOPIE. — *Spectres d'absorption et de fluorescence des pigments contenus dans le millepertuis du bassin méditerranéen* (Hypericum crispum). Note de M. **Louis Montlaur**, présentée par M. Charles Fabry.

Il existe en Tunisie un millepertuis (*Hypericum crispum*) qui, lorsqu'il est ingéré par des animaux à peau peu pigmentée, et particulièrement par le mouton blanc, provoque des accidents mortels. Toutefois, il n'en est ainsi que pour des animaux vivant en plein air et se trouvant constamment

(6) J. Lecomte et G. Emschwiller, *loc. cit.*

exposés au rayonnement solaire direct, ce qui conduit à attribuer à une sorte de photosensibilisation les troubles occasionnés par l'absorption du millepertuis. Les dermatites constatées sur les animaux atteints paraissent dues effectivement à l'hypéricine, pigment contenu dans le millepertuis. Or l'hypéricine de l'*Hypericum crispum* semble bien différer, par ses spectres d'absorption et de fluorescence, du pigment de l'*Hypericum perforatum*, très répandu en Europe.

Pour ce dernier, Ch. Dhéré (¹) a signalé, pour le pigment extrait de la fleur (pétales et étamines), la présence d'une seule bande d'absorption vers 5900 Å, et de trois bandes de fluorescence vers 6500, 6200 et 6000 Å. Étudiant au même point de vue l'*Hypericum crispum*, j'ai tout d'abord examiné le pigment extrait de toute la plante (feuilles et fleurs) par infusion dans l'eau distillée chaude, et reprise du pigment par l'acétate d'éthyle après addition de carbonate de soude jusqu'à saturation. J'ai obtenu ainsi cinq bandes d'absorption : 6820-6680 Å (très faible), 6060-5790 Å (très intense), 5580-5360 Å (intense), 5190-5090 Å (faible) et 4920-4670 Å (très faible). Vers les courtes longueurs d'onde, l'absorption croît progressivement à partir de 4450 Å pour devenir totale vers 3650 Å. D'autre part le spectre de fluorescence apparaît comme une large bande s'étendant de 6570 à 5920 Å, avec deux maxima séparés par un minimum dans la région 6380-6230 Å.

Les caractères précédents sont ceux du pigment fournis par toute la plante. Or il est facile de constater qu'il s'agit en réalité de deux pigments distincts, qui peuvent être séparés après évaporation de l'acétate d'éthyle ayant servi à l'extraction. Le lavage du résidu à l'éther, puis à l'acétate d'éthyle, permet alors en effet d'obtenir deux liquides diversement colorés, le premier en orangé et l'autre en rouge cerise. L'étude spectroscopique de ces deux solutions conduit d'ailleurs aux résultats suivants :

1° La solution dans l'éther (orangé d'hypéricine) donne trois bandes d'absorption : 5870-5790 Å (très intense), 5460-5360 Å (intense), 4920-4670 Å (très faible), et une bande de fluorescence s'étendant de 6420 à 5920 Å, avec deux maxima séparés par un minimum compris entre 6300 et 6150 Å.

2° La solution rouge cerise (rouge d'hypéricine) est caractérisée par 4 bandes d'absorption : 6820-6680 Å (très faible), 6060-5860 Å (très intense), 5580-5460 Å (intense), 5190-5090 Å (faible), et par une bande

(¹) Ch. Dhéré, *Comptes rendus*, 197, 1933, p. 948-950.

de fluorescence, sans complexité apparente, s'étendant de 6570 à 6150 Å.

Les phénomènes observés tout d'abord s'expliquent donc bien par la coexistence des deux pigments dans la liqueur fournie par l'ensemble des feuilles et des fleurs. D'autres expériences ont été effectuées en traitant séparément, par la même méthode, les feuilles et les fleurs. Si l'on fait agir l'éther sur le pigment extrait des feuilles, ce solvant ne prend pas la coloration orangée précédemment signalée. Par contre, il en est ainsi si l'on reprend par l'éther le résidu de l'évaporation de l'acétate d'éthyle ayant agi sur les fleurs. Dans ce dernier cas, les spectres d'absorption et de fluorescence de la solution éthérée sont identiques à ceux qui ont été mentionnés pour l'orangé d'hypéricine. De même, les spectres d'absorption et de fluorescence de la liqueur obtenue en traitant les feuilles par l'acétate d'éthyle sont tout à fait analogues à ceux qui caractérisent le rouge d'hypéricine.

En résumé, l'*Hypericum crispum* contient deux pigments différents existant l'un dans la fleur et l'autre dans la feuille. D'autre part les observations précédentes, comparées aux résultats obtenus par Dhéré dans le cas de l'*Hypericum perforatum*, révèlent des différences notables entre les spectres d'absorption et de fluorescence des pigments extraits des deux millepertuis.

SPECTROSCOPIE. — *Spectres d'absorption et constitution chimique du liquide de Sauton ensemencé en bacilles tuberculeux B. C. G.* Note de M. **Jean Debiesse**, présentée par M. Charles Fabry.

Poursuivant l'étude des modifications de certains milieux sous l'influence de la vie microbienne, j'ai appliqué la méthode des spectres d'absorption (¹) au liquide de Sauton, cultivé en bacilles tuberculeux B.C.G., ainsi qu'aux solutions aqueuses de ses constituants. Examinés dans les mêmes conditions expérimentales (source de rayonnement, cuve, spectrographe, etc.), la plupart des liquides étudiés présentent une absorption très faible dans le spectre visible, puis l'absorption croît plus ou moins brusquement vers les courtes longueurs d'onde et devient totale. Sur les diagrammes fournis

(¹) J. Debiesse, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 656-658.

par le microphotomètre enregistreur de Chalonge, la région spectrale dans laquelle l'absorption augmente progressivement (seuil d'absorption) se traduit par une droite plus ou moins inclinée sur l'axe des abscisses (longueurs d'onde) et comprise entre deux segments courbes de faible longueur. Les limites du seuil d'absorption ont été obtenues arbitrairement en négligeant les segments précédents et en prolongeant simplement la partie rectiligne.

I. J'ai examiné tout d'abord les spectres d'absorption des solutions aqueuses *saturées* (épaisseur, 4^{cm}) des constituants du Sauton. Pour l'acide citrique, le phosphate bipotassique et le sulfate de magnésium, on observe seulement, à partir de 2800 Å environ, une légère absorption croissant vers les courtes longueurs d'onde. L'absorption du glycérol demeure très faible dans tout le domaine spectral considéré (6000-2000 Å). Le citrate de fer ammoniacal présente un seuil d'absorption compris entre 5800 et 4850 Å, et qui se manifeste déjà lorsque l'épaisseur est réduite à 0^{cm},5. L'asparagine donne naissance à une légère bande (5300-5170 Å), suivie d'une bande beaucoup plus forte (4860-4600 Å) précédant elle-même le seuil d'absorption qui s'étend jusqu'à 4150 Å.

II. J'ai étudié ensuite des solutions aqueuses des mêmes constituants, mais *avec la même concentration que dans le liquide de Sauton*. Les résultats sont analogues aux précédents. On constate cependant que les bandes de l'asparagine (concentration : 4 pour 1000) sont loin d'être affaiblies dans le rapport des concentrations (28/1). De plus, le citrate de fer ammoniacal, à 0,05 pour 1000, ne devient totalement absorbant qu'à 3600 Å.

III. Le liquide de Sauton, non ensemencé, a été examiné dans les mêmes conditions que les solutions précédentes. Parmi les deux bandes de l'asparagine, la seconde (4860-4600 Å) subsiste seule et elle est beaucoup plus faible qu'avec la solution à 4 pour 1000. Le seuil d'absorption est compris entre 3920 Å et 3550 Å. Par son aspect sur les diagrammes, il rappelle cependant celui du citrate de fer ammoniacal auquel il doit être vraisemblablement attribué. L'absorption totale qui se manifeste à partir de 3600 Å est évidemment due à la fois au citrate de fer et à l'asparagine.

IV. Lorsque le liquide de Sauton est cultivé en B. C. G., le spectre d'absorption évolue en fonction du temps comme l'indique le tableau suivant :

Durée de la culture.	Bande 5300-5170 Å.	Bande 4860-4600 Å.	Seuil précédant l'absorption totale.	Valeur du pH.
Sauton vierge	–	très faible	3920–3550 Å	7,2
» 7 jours	–	faible	4020–3650	–
» 14 »	–	assez forte	4080–3170	–
» 21 »	très faible	forte	4220–3850	7,6
» 28 »	–	faible	4020–3650	–
» 35 »	–	très faible	3990–3620	–
» 42 »	–	–	3950–3580	–
» 49 »	–	–	3920–3550	6

Ainsi les bandes caractéristiques de l'asparagine se développent progressivement et passent par un maximum vers le 21ᵉ jour de la culture. Cependant, elles restent alors nettement plus faibles que dans le cas de la solution aqueuse à 4 pour 1000. L'affaiblissement qui suit le maximum correspond réellement à un appauvrissement en asparagine, d'après les analyses chimiques.

D'autre part le seuil d'absorption se déplace de 300 Å vers les grandes longueurs d'onde au cours des trois premières semaines, ce qui peut correspondre, conformément aux observations de Hantzsch et Scharf [2], à l'éthérification d'acides libres. Au delà du 21ᵉ jour, on observe la régression du seuil vers le violet; la liqueur s'enrichit alors en acides libres, ainsi que le montre l'analyse chimique et aussi l'étude des variations du pH.

C'est d'ailleurs au 21ᵉ jour que le développement microbien est le plus actif; il y a déjà 8ᵍ,5 de microbes secs (pesés après 6 heures d'étuvage à 105° C.) par litre de Sauton et il se dégage du liquide de l'anhydride carbonique et de l'hydrogène sulfuré.

En résumé, les modifications du spectre d'absorption traduisent bien l'évolution chimique du liquide de Sauton ensemencé en B. C. G.

PHOTOCHIMIE. — *Production d'anhydride iodique par photoxydation d'iodures organiques; photoxydation de l'iodoforme et du tétraiodure de carbone solides.* Note de M. **Guy Emschwiller**, présentée par M. Paul Lebeau.

L'étude des photoxydations des composés organiques apporte une contribution toute spéciale à la connaissance du mécanisme des réactions

(2) Citées par Mᵐᵉ P. Ramart-Lucas, *Traité de Chimie organique*, publié par V. Grignard, 11, p. 120.

d'oxydation. En particulier les oxydations par voie photochimique pouvant être effectuées à basse température; on y peut déceler des produits qui auraient échappé, par suite de réactions thermiques secondaires, dans des oxydations réalisées en l'absence de lumière à des températures plus élevées. Ainsi j'ai pu mettre en évidence la production d'anhydride iodique par photoxydation d'iodures organiques. Ce phénomène apparaît général; je l'ai observé sur des dérivés monoiodés (iodures de méthyle et d'éthyle), diiodés (iodures de méthylène et d'éthylidène), triiodé (iodoforme), tétraiodé (tétraiodure de carbone).

Les conditions de la formation d'anhydride iodique, par photoxydation de l'iodure de méthylène, où les rendements sont les plus élevés, ont été précisées [1]. Cette étude a révélé que l'anhydride iodique n'est pas un produit primaire de photoxydation et, comme le formaldéhyde issu de la photoxydation de l'iodure de méthylène s'oxyde lui-même partiellement sous l'influence de la lumière, il était permis de se demander si la production d'anhydride iodique n'était pas une conséquence de cette réaction secondaire. Mais le fait que de l'anhydride iodique se forme aussi dans des cas où la photoxydation de l'iodure ne donne pas d'aldéhyde, cas de l'iodoforme et du tétraiodure de carbone, oblige à conclure que la production d'anhydride iodique est un phénomène lié à l'oxydation même de l'iodure.

Les solutions d'iodoforme sont très sensibles à la lumière en présence d'oxygène et, d'une étude antérieure, il résulte que la lumière ne fait qu'accélérer une réaction qui se produit déjà dans l'obscurité [2]. J'ai reconnu l'absence d'acide iodique dans l'eau d'extraction de solutions benzéniques d'iodoforme éclairées en présence d'air. Par contre la photoxydation de l'iodoforme solide donne un peu d'anhydride iodique. Il n'est pas surprenant que les rendements en soient faibles, car il réagit à froid sur l'iodoforme. La réaction est immédiate si l'on dissout l'anhydride iodique et l'iodoforme dans un solvant commun, et ainsi se justifie l'absence totale d'anhydride iodique dans les solutions d'iodoforme photoxydées. Cependant l'iodoforme et l'anhydride iodique peuvent coexister à l'état solide, mais le système n'est pas stable et le mélange peut fuser brusquement.

La photoxydation du tétraiodure de carbone solide est beaucoup plus

---

(1) *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 746.

(2) René Dubrisay et Guy Emschwiller, *Bull. Soc. Chim. France*, 2, 1935, p. 127.

rapide que celle de l'iodoforme solide; il s'oxyde d'ailleurs déjà dans l'obscurité de telle sorte que la lumière ne joue qu'un rôle accélérateur. Mais tandis que l'oxydation dans l'obscurité ne produit pas d'anhydride iodique, j'ai caractérisé de façon indiscutable sa présence parmi les produits de la photoxydation, les rendements rapportés à l'iode total libéré étant un peu supérieurs à 2 pour 100. De plus si, au lieu d'irradier du tétraiodure de carbone enfermé dans un ballon en présence d'oxygène, on fait circuler de l'oxygène à débit rapide dans le ballon irradié renfermant l'iodure, on ne retrouve plus d'anhydride iodique parmi les produits de la photoxydation. Ces observations viennent corroborer celles faites pour l'iodure de méthylène et permettent d'établir non seulement que l'anhydride iodique n'est pas un produit primaire de la photoxydation des iodures, mais encore que la réaction qui lui donne naissance est favorisée par la lumière.

L'ensemble des résultats peut être interprété en supposant la formation, directe ou indirecte, de produits d'addition entre l'oxygène et l'iodure organique, tels que CH^3IO^2, $CH^2I^2O^2$, CHI^3O^2, CI^4O^2 etc., assimilables aux composés iodylés connus dans la série aromatique. De même que les dérivés d'addition des halogènes et des iodures acycliques, stables seulement aux très basses températures, se dissocient, par exemple CH^3ICl^2, suivant le schéma [3]

$$CH^3ICl^2 \rightarrow CH^3Cl + ICl,$$

de même se dissocieraient les produits d'addition de l'oxygène, l'oxygène, ainsi que le chlore, se partageant entre l'iode et le reste carboné de la molécule; on aurait par exemple

$$CH^2I^2O^2 \rightarrow CH^2O + I^2O,$$
$$CH^3IO^2 \rightarrow CH^2O + IOH.$$

L'anhydride ou l'acide hypoiodeux ainsi formés pourraient ensuite soit réagir sur l'iodure ou l'un des produits de son oxydation, soit s'oxyder en donnant finalement de l'anhydride ou de l'acide iodique, cette oxydation étant favorisée par la lumière. Les dérivés oxyiodés organiques ou minéraux seraient susceptibles d'intervenir comme catalyseurs d'oxydation.

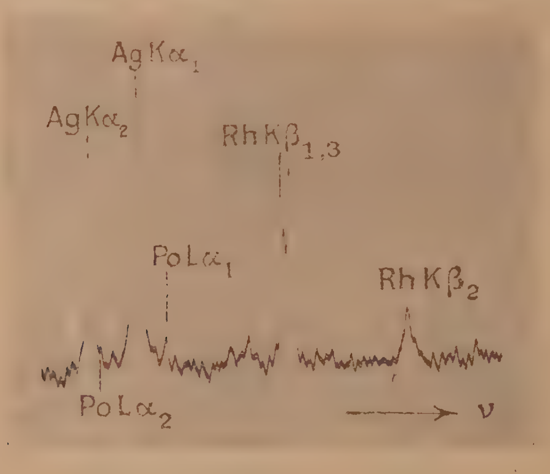
---

(3) Johannes Thiele et Willi Peter, *Liebigs Ann.*, 369, 1909, p. 149.

RAYONS X. — *Détermination spectroscopique du numéro atomique du polonium.* Note [1] de M. **Horia Hulubei**, Mlle **Yvette Cauchois** et Mme **Sonia Cotelle**, transmise par M. Jean Perrin.

Nous donnons ici les premiers résultats d'un travail entrepris sur les spectres d'émission X du polonium. Il est important d'obtenir des renseignements spectroscopiques précis dans cette région du système périodique, où des essais sporadiques n'ont donné jusqu'à présent, à notre connaissance, que des informations qui ne peuvent être retenues.

Environ 4000 u. e. s. de polonium ont été déposées sur une anticathode de nickel par voie électrochimique. La surface couverte par le polonium était d'environ 10×7^{mm}. La tache focale électronique était de 4×1^{mm}, ce



Microphotogramme pour Po $L\alpha_1$ et Po $L\alpha_2$.

qui fait qu'environ $5 \cdot 10^{-8}$ g. de polonium ont pu être efficacement excités dans ces premiers essais pour enregistrer les résultats mentionnés ci-après. Avec une anticathode appropriée, ces recherches pourraient certainement être de beaucoup facilitées.

L'analyse a été faite avec un spectrographe à focalisation, à mica courbé sous 40^{cm} de rayon, dans le premier ordre de réflexion; la dispersion était d'environ 12,5 u. x./mm. Sur une anticathode fraîche et après une demi-

---

(1) Séance du 28 novembre 1938.

heure de pose à 5 milliampères et 40 kV les raies $L\alpha$ du polonium étaient facilement mesurables. Après quelques heures de pose le tungstène évaporé du filament, même dans un bon vide, couvre la préparation de polonium d'une couche absorbante qui diminue beaucoup le rendement en rayonnement à analyser; aussi est-il préférable de déposer du polonium avant chaque enregistrement. Comme le polonium déposé électrochimiquement et couvert d'une pellicule protectrice de gomme laque n'est pratiquement pas chassé par les électrons, il n'y a que les pertes inhérentes aux manipulations qui entrent en ligne de compte, et l'on sait qu'elles peuvent être réduites à très peu de chose.

Malgré la petite quantité de polonium dont nous disposions et dans les conditions mentionnées, les raies les plus fortes du polonium ont été obtenues suffisamment nettes pour que l'on puisse en donner une première mesure.

$PoL\alpha_1$. Cette raie est parfaitement mesurable après une demi-heure de pose. Nous l'avons identifiée par rapport au doublet $AgK\alpha$ deuxième ordre et mesurée avec précision en nous servant de $AgK\alpha_1$, $AgK\alpha_2$ (²), $RhK\beta_1$, $RhK\beta_3$ (³) en deuxième ordre.

Trouvé	$1111,5_2$
Prévu par la loi de Moseley à partir des raies du bismuth [*loc. cit.* (³)] et du radium (⁴) pour un élément de numéro atomique 84	1111,59

$PoL\alpha_2$, déjà visible après une demi-heure de pose, mesurable après une heure d'exposition. Identifiée et mesurée par rapport aux mêmes références que $PoL\alpha_1$.

Trouvé	$1123,2_9$
Prévu	1123,10

$PoL\beta_1$. Malgré sa position dans une région de faible sensibilité de la plaque photographique (dans la discontinuité d'absorption K du brome) devient mesurable après une heure de pose.

Références $SrK\alpha_1, \alpha_2$; [*loc. cit.* (³)] $SbK\alpha_1$, α_2 (⁵) (IIᵉ ordre).

Trouvé	$919,_{89}$
Prévu	919,79

(²) S. ELG, *Zeits. J. Phys.*, 106, 1937, p. 315.

(³) M. SIEGBAHN, *Spektroskopie des Röntgenstraklen 2.te. Aufl.*, Berlin, 1931.

(⁴) H. HULUBEI, *Journ. de Phys.*, 7ᵉ série, 8, 1937, p. 260.

(⁵) E. INGELSTAM, *Nova Acta Reg. Soc. Scient. Upsal.*, 4ᵉ série, 10, nº 5, 1936.

PoLβ_2. Après une heure d'exposition la raie est assez visible pour permettre une première mesure :

Trouvé	927,44
Prévu	927,31

Mêmes références que pour PoLβ_1.

PoLγ_1 mesurable après une heure de pose :

Références SrK$\beta_{1,3}$, [*loc. cit.* ([3])] SbK$\beta_{1,3}$ [*loc. cit.* ([5])] (IIe ordre).

Trouvé	785,86
Prévu	785,52

Sur les spectres obtenus, dans les conditions citées, nous avons encore identifié PoLβ_4, PoLβ_3, PoLβ_6, PoL$\gamma_6\gamma_3$, dont nous ne pouvons cependant donner une mesure satisfaisante. Le polonium employé montre encore, comme impuretés relevées dans la région spectrale explorée ici, Ag, Au, Te, As, Pb, Bi. Ag et Au doivent provenir des supports d'où le polonium utilisé a été récupéré.

Cette étude préliminaire montre que la détection des éléments par leurs spectres de rayons X peut être beaucoup plus fine qu'on ne le pensait. L'ensemble des émissions mentionnées ci-dessus est en parfaite concordance avec ce que l'on peut prévoir pour un élément de numéro atomique 84.

PHYSIQUE INDUSTRIELLE. — *Lampes-tubes luminescentes fonctionnant sous les tensions usuelles de distribution.* Note de M. **André Claude**, présentée par M. Georges Claude.

J'ai poursuivi avec mes collaborateurs nos travaux sur les tubes à décharge électrique à gaz rares, à revêtement interne de matières luminescentes solides, en vue de leurs applications à l'éclairage ([1]) ([2]).

Jusqu'ici les rendements énergétiques élevés, de l'ordre de 50 lumens par watt dans la colonne positive, sont obtenus avec les tubes à gaz rares, mercure, sous faible pression de la vapeur de mercure. Les émissions spectrales, qui peuvent être nuancées à volonté, colorées ou *blanches* ([2]) ([3]),

---

([1]) Georges Claude, *Comptes rendus*, 197, 1933, p. 1260.

([2]) Georges Claude, *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 1203.

([3]) Marcel Servigne, *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 1247.

sont essentiellement, comme l'a mis en évidence M. Marcel Servigne [4], des émissions de photoluminescence.

Les propriétés remarquables de ces tubes *fluorescents*, maintenant industriels, continuité et composition *réglable* du spectre, rendements élevés, longue durée, ne peuvent toutefois suffire pour réaliser une source de lumière pratique.

Je me suis assigné comme buts essentiels de rendre possible l'emploi de ces tubes sous les tensions usuelles, et de conserver pour leur alimentation la distribution actuelle à deux fils des lampes à incandescence.

Le problème ainsi posé entraîne entre les caractéristiques du tube et de l'appareillage d'allumage et de stabilisation des interdépendances que nous avons réussi à concilier. Nos travaux viennent en effet de nous conduire à la réalisation de lampes-tubes interchangeables, à électrodes auto-chauffantes, à haut rendement lumineux, de longue durée, fonctionnant sous les basses tensions usuelles et d'une grande simplicité d'emploi [5].

La tension de distribution étant de 110 volts alternatifs, par exemple, on choisit d'abord les caractéristiques générales de la lampe-tube, et de la bobine de réactance nécessaire à sa stabilisation, de manière que la tension aux bornes de la lampe-tube, en régime, soit *la plus élevée possible* pour les 110 volts d'alimentation; soit 60 à 70 volts. Un condensateur branché aux bornes de l'ensemble, tube-bobine, relève le facteur de puissance de 0,6 environ aux valeurs requises de 0,85 à 0,90. Mais le tube, s'il est *stable en régime* sous 110 volts, ne peut *s'amorcer* sous cette tension. En augmentant la tension, au moyen d'un dispositif d'allumage approprié, pour une intensité suffisante du courant le tube s'illumine *et* passe au régime d'arc. Généralement, avec la technique usuelle, cette tension et cette intensité d'amorçage en arc ont des valeurs élevées. Nous avons pu obtenir un abaissement notable, et extrêmement satisfaisant comme on va le voir, de ce *seuil* d'allumage grâce aux dimensions convenables des électrodes (quelques millimètres cubes pour un débit d'un quart d'ampère) et par ce qu'on peut appeler une *sensibilisation* de l'activation des électrodes (association choisie du métal support et du dépôt émissif,

---

(4) Marcel Servigne, *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 581.

(5) Il convient de signaler les travaux remarquables du *Lamp development Laboratory of Nela Park* de la General Electric Company à Cleveland. Un procédé d'allumage de la lampe fluorescente consiste essentiellement à chauffer les électrodes. Voir notamment G. E. Inman et R. N. Thayer, *Electrical Engineering*, 57, 6, 1938, p. 245.

traitements méthodiques par la chaleur et le vide). Avec ces électrodes, le rapport tension d'allumage tension aux bornes en régime est ramené de la valeur habituelle de 4 environ à 2,5 environ.

Dans ces conditions, nos expériences sur l'amorçage, poursuivies en collaboration avec M. Bethenod, nous ont révélé qu'au moyen de branchements appropriés, commandés par un commutateur, les éléments constituant la réactance et la capacité, calculés les uns et les autres pour assurer un fonctionnement satisfaisant en régime, sont capables d'assurer à *eux-seuls* l'allumage du tube.

Les matières luminescentes utilisées pour le revêtement interne des tubes sont généralement des tungstates, ou des silicates *phosphorescents* dont les propriétés de persistance, à la température de régime, réduisent les effets stroboscopiques. Ces matières sont rendues stables, en présence de la vapeur de mercure, et au cours de la durée, en ajoutant, à l'état cristallisé, des corps minéraux à point de fusion élevé, transparents sous l'épaisseur d'emploi aux radiations d'excitation et d'émission (6).

Un des types de lampes-tubes que nous avons réalisés a les caractéristiques suivantes : Tension de distribution, 110 volts alternatifs. Régime, 0,250 ampère. Watts totaux, 15,90. Pertes dans l'appareillage, 2,58 watts. Cos φ, 0,88 à 0,90. En lumière blanche, le flux lumineux est de 500 lumens environ, soit un rendement de 31 lumens par watt, toutes pertes comprises. La brillance est de 0,125 stilb. La durée ne dépend pas physiquement, comme dans la lampe à incandescence, du rendement lumineux, et, pratiquement, elle est plus grande que celle des lampes à incandescence usuelles.

Une lampe-tube, du type ci-dessus, peut être alimentée sans dispositif spécial de commutation de l'appareillage sous des tensions de 190/220 volts. Dans ce cas, la distribution ne présente pas de différence avec celle des lampes à incandescence.

Nos recherches et nos essais ont été effectués sur plusieurs milliers de tubes, et ils ont pu être menés à bien grâce à la collaboration de MM. Lecorguillier, Lemaigre, Delrieu, Gomonet, Penon, Mea, Fagnon.

---

(6) Brevet français, n° 829.285, 18 novembre 1936.

THERMOCHIMIE. — *Sur une constante thermochimique et ses relations avec les valeurs énergétiques électroniques.* Note de M. **Marcus Brutzcus**, présentée par M. Jean Perrin.

Dans mes Notes [1] antérieures sur la Thermochimie, une série de valeurs énergétiques des liaisons entre-atomiques des molécules et une série de valeurs d'excitations des atomes pour l'augmentation des valences ont été calculées. Les valeurs respectives pour d'autres éléments peuvent être calculées par les mêmes méthodes. A la considération de ces valeurs on observe que ces valeurs font approximativement un multiple d'une valeur constante qui correspond aux certaines valeurs énergétiques électroniques, ce que nous nous efforcerons à préciser dans cette Note.

Les valeurs suivantes ont été ou peuvent être calculées :

I. *Valeurs énergétiques des liaisons entre-atomiques hétéropolaires.*

Liaisons.	L_i(C—H) intr.	L_i(C—N).	L_i)C=S).	L_i(S=2H).	L_i(N—H).	L_i(Cl—H).	L_i(O=X).
Kcal. . .	167,7	80,6	173,0	169,0	83,0	170,2	228,3
$n \times X$. .	3.55,9	1,5.52,4	3.57,7	3.56,3	1,5.55,3	3.56,7	4.57,1

Comme il a été démontré dans mes Notes précédentes, la double liaison de l'oxygène avec n'importe quel autre élément a une valeur de 228,3 Kcal.

II. *Valeurs énergétiques des liaisons entre-atomiques homopolaires.*

Liaisons...	L_i(C—C) intr.	L_i(O=O).	L_i(H—H).	L_i(S=S) intr.	L_i(Cl—Cl).	L_i(N≡N).
Kcal......	223,5	116,4	102,72	205,0	191,8	169,4
$n \times X$....	4.55,7	2.58,2	2.51,4	4.51,2	3,5.54,8	3.56,3

III. *Valeurs de l'excitation pour l'augmentation des valences.*

Excitations..	$(C^0 \to C'')$.	$(C'' \to C^{IV})$.	$(S'' \to S^{IV})$.	$(S^{IV} \to S^{VI})$.	$(N^0 \to N'')$.	$(N'' \to N^{IV})$.	$(Cl' \to Cl^{IV})$.
Kcal........	102,72	102,72	102,5	146,0	107,0	152,9	270,8
$n \times X$......	2.51,36	2.51,36	2.51,25	3.48,7	2.53,5	3.51,0	5.54,2

On peut en conclure que toutes les valeurs des liaisons et d'excitation peuvent être formées en multipliant un chiffre qui se trouve environ entre 50 et 58 Kcal. par 1, 2, 3, ... ou 1,5, 2,5, 3,5, ... La théorie électro-

---

(1) *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 490, 574, 859, 1802; **205**, 1937, p. 660; **206**, 1938, p. 838, 1177, 1291, 1730.

nique permet d'établir la valeur exacte de cette constante et d'expliquer les petites déviations observées. Il faut d'ailleurs remarquer qu'une partie de ces déviations est due à des inexactitudes des valeurs expérimentales sur lesquelles les calculs des valeurs citées sont basés. D'après cette théorie le niveau énergétique des atomes dans les molécules est formé par les trois termes principaux suivants :

1° *Terme de transition des électrons d'une orbite quantique à l'autre.* — Pour la température ambiante (20°-25° C.) pour laquelle toutes nos valeurs thermochimiques sont seules valables, c'est à ce terme que sont dues presque entièrement les considérables valeurs énergétiques qui sont liées avec la formation ou avec la destruction des liaisons entre-atomiques et l'augmentation des valences des atomes.

Cette théorie détermine la quantité d'énergie à dépenser pour la transition d'un électron dans un atome neutre de l'orbite quantique première (K) à l'infini à $20{,}9.10^{-12}$ ergs, ce qui correspond en Kcal. pour mol-g d'un corps quelconque à

$$\underset{\text{Ergs.}}{20{,}9.10^{-12}} \times \underset{\text{Nombre d'Avogadro.}}{69{,}9.10^{22}} / \underset{\text{Équivalent thermique.}}{41\,830\,000} = 304{,}4 \text{ Kcal.}$$

En partant de ce chiffre on peut calculer la table suivante de valeurs énergétiques pour mol/g d'un corps en Kcal., qui sont liées avec la transition d'un électron dans chaque molécule d'une orbite quantique quelconque à l'infini ou à une autre orbite quantique dans le sens de l'éloignement du noyau avec le signe —, dans le sens inverse avec le signe +.

2° *Le terme de vibration des atomes* (sur l'axe qui joint le centre des atomes). — Comme on peut facilement comprendre, plus grande est cette vibration, plus facile est à détruire la liaison entre les atomes. A la température ambiante, la valeur énergétique de ce terme ne surpasse pas *quelques calories*.

3° *Le terme de rotation* (autour de deux axes perpendiculaires passant au centre des atomes). — Ce terme augmente (par inertie) l'énergie nécessaire pour la destruction des liaisons. La valeur énergétique de ce terme à la température ambiante ne surpasse pas *une calorie*.

I. K.	II. L.	III. M.	IV. N.	V. O.	VI. P.	VII. Q.
$I \rightarrow \infty$	$II \rightarrow \infty$	$III \rightarrow \infty$	$IV \rightarrow \infty$	$V \rightarrow \infty$	$VI \rightarrow \infty$	$VII \rightarrow \infty$
—304,4	— 76,1	— 33,8	— 19,0	— 12,18	— 8,46	— 6,2
	$I \rightarrow II$	$I \rightarrow III$	$I \rightarrow IV$	$I \rightarrow V$	$I \rightarrow VI$	$I \rightarrow VII$
	—228,3	—270,6	—285,4	—292,2	—295,9	—298,2
		$II \rightarrow III$	$II \rightarrow IV$	$II \rightarrow V$	$II \rightarrow VI$	$II \rightarrow VII$
		— 42,3	— 57,1	— 63,9	— 67,9	— 69,9
			$III \rightarrow IV$	$III \rightarrow V$	$III \rightarrow VI$	$III \rightarrow VII$
			— 14,8	— 21,6	— 25,3	— 27,6
				$IV \rightarrow V$	$IV \rightarrow VI$	$IV \rightarrow VII$
				— 6,8	— 10,5	— 12,8
					$V \rightarrow VI$	$V \rightarrow VII$
					— 3,7	— 5,9
						$VI \rightarrow VII$
						— 2,2

De la considération des valeurs citées ci-dessus, on peut conclure que la valeur de la constante cherchée (pour les périodes auxquelles les éléments envisagés appartiennent) est égale à 57,1 K cal.

Les valeurs énergétiques de toutes les liaisons entre-atomiques et les valeurs énergétiques de toutes les excitations des atomes pour l'augmentation des valences peuvent être formées par la multiplication de cette constante par 1, 2, 3, ... ou 1,5 2,5, 3,5, ... La valeur de cette constante correspond à la valeur énergétique qui est liée avec le passage d'un électron de l'orbite quantique L à l'orbite quantique N (orbite lumineuse pour les éléments cités) ($II \rightarrow IV$) ou *vice versa*. Dans le cas où $n = 1,5$, 2,5, 3,5, ..., on peut aussi supposer l'existence d'un passage d'un électron ($III \rightarrow VII$). Les petites déviations observées, si elles ne sont pas dues aux inexactitudes, sont provoquées par le jeu des termes de vibration et de rotation.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur une nouvelle forme de stéréoisomérie et une forme inconnue de glycocolle. Essai d'interprétation théorique.* Note de M. **Rudolf Engeland**, présentée par M. Paul Langevin.

Le point de départ de cette Note est le fait que, grâce à un traitement particulièrement ménagé des produits d'hydrolyse de l'élastine, j'ai réussi à isoler un sel de cuivre du glycocolle qui diffère entièrement du sel de cuivre connu jusqu'ici. En dehors de leur couleur et de leur forme cristal-

line, les cristaux de ce sel présentent encore une autre particularité : leur eau de cristallisation, tout comme celle des cristaux du sel de cuivre de l'alanine, optiquement active, peut facilement être chassée à 100° C. environ déjà, tandis que, dans le cas du sel de cuivre du glycocolle connu, ce phénomène ne se produit qu'à des températures bien supérieures. En amorçant une solution du sel en question avec un cristal du sel ordinaire, notre sel se transforme brusquement en sel ordinaire, tandis que la transformation inverse ne peut pas être réalisée.

On pourrait interpréter cette forme étrange d'isomérie par analogie avec l'isomérie *cis-trans*, en admettant que les groupements amine et carboxyle sont liés : à la fois par l'intermédiaire du groupe CH^2 et par l'affinité électrique.

Cependant il est très peu vraisemblable que des antipodes stériques ainsi formés soient stables, et l'on pouvait prévoir qu'ils seraient racémisés par un simple changement de la réaction du solvant. C'est pourquoi une explication différente du phénomène en question me semble plus acceptable. Cette explication se base sur l'existence, dans le groupe méthylénique des molécules considérées, des deux formes d'hydrogène, l'ortho- et le parahydrogène. On aurait ainsi deux groupes différents, l'orthométhylénique et le paraméthylénique. Si le groupe CH^2 fait partie d'une chaîne non symétrique, comme cela a lieu pour le glycocolle, il en résulte, par suite des groupes ortho- et paraméthylénique, quatre nouveaux isomères, les deux isomères *ortho* et les deux isomères *para*. En outre, on peut admettre que, tandis que les isomères *ortho* sont très instables, les deux isomères *para* sont au contraire très stables, étant identiques du point de vue thermodynamique. Cette condition n'est plus remplie quand deux molécules sont réunies, un cas qui est réalisé dans le sel du cuivre. Celui-ci doit donc montrer des différences essentielles dans les qualités physiques de ses deux formes, et l'on peut s'attendre à une instabilité de la forme pure.

Pour la molécule d'un ion mixte possédant un atome de carbone asymétrique, interposé entre les deux constituants on peut s'attendre, selon les explications données ci-dessus, à quatre isomères optiquement actifs : une paire de formes racémiques de qualités physiques peu différentes, l'une de l'autre, d'une part; et une paire optiquement active d'autre part, qui peut se former par une racémisation des formes correspondantes, optiquement actives. En plus on devait s'attendre à une troisième forme racémique, la forme racémique totale, correspondant au maximum d'entropie et ayant des qualités physiques essentiellement différentes.

Il y a des observations correspondantes relevées par MM. Tonnta et Y. Sendja (*Hoppe-Seylers Zeitschr. f. physiologische Chemie*, 169, p. 263. et suiv.) sur l'acide β-oxy γ-aminobutyrique et ses dérivés, en particulier la bétaïne, connue depuis longtemps sous le nom de carnitine, en tant que produit d'extraction des muscles. On a trouvé deux paires différentes, optiquement actives, dont les qualités physiques ne diffèrent que peu. On a également trouvé un produit inactif de la carnitine, provenant de l'extraction des muscles et identifiée sous forme de chloroaurate. Celui-ci a le même point de fusion que les formes optiquement actives, tandis que le chloroaurate synthétique de ce corps, obtenu par méthylation de l'acide aminé correspondant, a un point de fusion plus élevé (30° environ). Le chlorure du même corps est bien cristallisable, non hygroscopique et peu soluble dans l'alcool éthylique, tandis que les chlorures des corps optiquement actifs sont hygroscopiques et bien solubles dans alcool éthylique (observations faites par moi-même).

Les considérations présentes pourraient être appliquées à l'explication de certains phénomènes incompréhensibles jusqu'ici. Par exemple, pour expliquer l'existence d'un nombre de dérivés plus élevé que deux chez des corps à liaison double éthylénique dans une molécule non symétrique (acide cinnamique), étant donné que le groupe —CH=CH— peut exister dans les formes *ortho* et *para*. Plus encore, on pense forcément aux phénomènes réunis sous la formule de polymorphisme qui est particulièrement bien étudié avec les acides gras. Le nombre de formes relativement stables, découvertes par Piper, Malkin et Austin [1], correspond à celui qu'il fallait prévoir d'après les considérations théoriques.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur deux nouveaux acides molybdiques.* Note de M. Victor Auger, présentée par M. Auguste Béhal.

Acide molybdique orangé MoO^4H^2. — Un mélange de solution chlorhydrique de MoO^3, de D 1,5 à 1,6 [1] avec quatre volumes de NO^3H à 40° Bé, est maintenu à une température de 35° à 45°, dans un gobelet de verre recouvert d'un verre de montre. Au bout de quelques jours, et dès que la plus grande partie de ClH est oxydée, on voit se former, adhérant à la paroi,

(1) *J. Chem. Soc.*, **129**, 1926, p. 2310.

(1) V. Auger, *Comptes rendus*, **206**. 1938, p. 213.

une croûte cristalline de couleur orangée, formée de petits cristaux agglomérés, dont la quantité augmente pendant trois semaines environ. Après avoir décanté l'eau mère nitrique, on lave le produit à l'eau froide et le dessèche vers 40°.

L'analyse y montre la présence de quantités, variables mais toujours très faibles, d'acide nitrique et de chlore, de l'ordre de 0,5 pour 100 environ. Le dosage de l'eau par calcination modérée, a donné une moyenne de 11,2 pour 100 avec des écarts de — 0,1 à + 0,2 pour 100, en opérant sur quatre échantillons provenant de préparations différentes. La formule MoO^4H^2 exigeant 11,11 pour 100 d'eau, il ne peut y avoir de doute sur la formule de cet hydrate. Il est constitué par des cristaux microscopiques transparents jaunes, prismatiques, fortement agglomérés en rognons orangé foncé; il représente certainement une forme labile, car il se transforme facilement en MoO^4H^2 blanc sous diverses influences, et le plus facilement par l'action de l'eau acidulée faiblement par ClH, à froid, et en présence de germes d'hydrate blanc. L'eau pure à chaud opère la même transformation, aussi nous avons trouvé inutile d'essayer d'établir une courbe de solubilité. La solution incolore ne laisse jamais déposer de cristaux par refroidissement : évaporée à douce température elle se comporte exactement comme celle du dihydrate jaune et laisse un résidu formé de lamelles colloïdales de MoO^3 contenant environ 2 pour 100 d'eau.

La déshydratation débute vers 85°; à 115° le produit ne contient plus que 1 pour 100 d'eau. Au cours de la première étude qui fut faite sur le dihydrate jaune, F. Parmentier [1] observa qu'à froid dans une atmosphère sèche, ce produit fonce en couleur et perd 1^{mol} d'eau qu'il ne reprend pas à l'air humide. L'étude fut poursuivie par Rosenheim et Bertheim [2], puis par Hüttig et Kurre [3], mais il semble bien qu'aucun d'entre eux n'ait songé à considérer le produit formé comme une espèce chimique distincte, aussi n'a-t-il pas trouvé sa place naturelle dans la monographie du molybdène du *Gmelin's Handbuch* [4].

A première vue ce produit semble très différent de l'hydrate orangé décrit plus haut, tant à cause de la coloration que de l'aspect cristallin, mais à l'état pulvérulent la couleur est la même. Le tableau de déshydra-

---

(1) *Comptes rendus*, 95, 1882, p. 839.
(2) *Zeit. anorg. Ch.*, 34, 1903, p. 430.
(3) *Zeit. anorg. Ch.*, 126, 1923, p. 170.
(4) *Gmelin's Handbuch d. anorg. Ch., Molybdène*, 53, 1935, p. 107 et 109.

tation par la chaleur est à peu près identique; la transformation en monohydrate blanc s'opère de la même manière, mais l'identification incontestable de ces deux produits a lieu par l'examen aux rayons X; les spectres Debye-Scherrer sont les mêmes.

Il serait intéressant de comparer cet hydrate avec l'acide tungstique jaune WO^4H^2, mais les données actuelles sont insuffisantes.

Acide pyromolybdique $Mo^2O^7H^2$. — Au cours d'un certain nombre d'expériences où nous avions hydrolysé vers 80 pour 100 et au-dessus, la solution chlorhydrique de MoO^3 diluée, le produit déposé, cristallisé en aiguilles fines, donnait à l'analyse des teneurs en eau notablement inférieures à une molécule (11,11 pour 100). Pour nous rendre bien compte de cette déshydratation nous avons chauffé de l'hydrate blanc, en suspension dans ClH dilué, à des températures allant de 60° à 100° et nous avons constaté qu'au-dessus de 80° le monohydrate augmentait considérablement de volume apparent (de 1 à 3 environ), et que les cristaux nettement prismatiques se transformaient en une masse de fines aiguilles feutrées. Après lavage et dessiccation à 40° on trouve à la calcination une perte de poids variant de 5,85 à 6 pour 100; la formule $Mo^2O^7H^2$ exige 5,88. Voici les conditions de travail qui permettent d'obtenir le produit pur avec de bons rendements : on chauffe à 90°-95°, pendant 3 jours, une partie de monohydrate avec 10 parties d'un mélange de 1 vol. de ClH concentré et 4 vol. d'eau; le produit obtenu est plus ou moins teinté de bleu par une légère réduction; on évite dès le début cet inconvénient en ajoutant au mélange quelques gouttes de NO^3H. Le rendement est d'environ 70 pour 100.

La solubilité du pyrohydrate dans l'eau est très faible et de l'ordre de celle de l'anhydride molybdique; la solution limpide, évaporée vers 40°-45°, laisse déposer des lamelles colloïdales transparentes, comme le font toutes les solutions aqueuses de MoO^3 et de ses hydrates. Ces caractères ne permettraient pas de distinguer le pyrohydrate d'un mélange de MoO^3 et de MoO^4H^2 blanc, si nous ne pouvions apporter deux preuves de son existence en tant qu'espèce chimique bien définie; 1° la déshydratation ne commence qu'au-dessus de 190°, c'est-à-dire à plus de 70° au-dessus de celle du monohydrate; elle est terminée à 220°; 2° l'examen aux rayons X fournit un spectre Debye-Scherrer très nettement différent de celui de MoO^3 et de MoO^4H^2. Une étude plus approfondie permettra sans doute de noter d'autres différences, notamment au point de vue de la résistance aux actions hydrolytiques.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur les combinaisons du nitrate de zinc et des nitrates alcalins.* Note [1] de M. **Robert Chauvenet**, présentée par M. Marcel Delépine.

Je me suis proposé de mettre en évidence les combinaisons susceptibles d'être formées en solution concentrée par le nitrate de zinc et les nitrates alcalins, y compris celui d'ammonium. Dans ce but j'ai utilisé les trois méthodes : chaleur de mélange densité, indice de réfraction; en ce qui concerne ces deux dernières méthodes j'ai calculé d'une part les différences entre les densités théoriques et les densités expérimentales des solutions, et d'autre part les écarts entre les indices de réfraction calculés et trouvés des mêmes solutions. Les résultats ont été représentés par un graphique dont les coordonnées sont la composition des solutions et les écarts calculés.

Les tableaux suivants résument les mesures que j'ai faites. Le titre de toutes les solutions est 2N, sauf celui du nitrate de Cs qui est 0,607N et celui du nitrate de Rb qui est 1,35N.

Solutions.	Chaleur spécifique.	Densité à 15°.	Indice de réfraction à 14°.
$(NO^3)^2Zn$ (sol. 2N)	0,717	1,288	1,3839
$(NO^3)^2Zn$ (sol. 0,607N).....	0,813	1,098	1,3520
$(NO^3)^2Zn$ (sol. 1,35N)......	0,782	1,214	1,3710
NO^3Li (sol. 2N)	0,785	1,201	1,3790
NO^3Na (sol. 2N)...........	0,859	1,108	1,3510
NO^3K (sol. 2N)	0,790	1,121	1,3513
NO^3Cs (sol. 0,607N)	0,892	1,079	1,3415
NO^3Rb (sol. 1,35N)........	0,859	1,128	1,3465
NO^3NH^4 (sol. 2N)	1,475	1,366	1,3530

		Système $(NO^3)^2Zn$-NO^3Li.			*Système* $(NO^3)^2Zn$-NO^3Cs(11).		
Mélanges en volumes.		Effets thermiques.	d_t-d_c.	n_t-n_c.	Effets thermiques.	d_t-d_c.	n_t-n_c.
cm³ 30	cm³ 10......	2,38	0,021	+0,0013	3,84	+0,007	−0,0003
25	15......	3,17	0,023	+0,0002	4,65	+0,002	+0,0004
22,5	17,5....	3,43	0,019	+0,0001	3,89	−	−0,0004
20	20......	2,21	0,056	+0,0036	3,36	+0,013	+0,0003
17,5	22,5....	1,59	0,037	+0,0030	6,28	+0,001	+0,0001
15	25......	3,95	0,016	−0,0007	5,51	+0,012	+0,0003
12,5	27,5....	3,17	0,022	+0,0016	3,95	+0,009	0
10	30......	2,78	0,044	−0,0002	3,82	+0,012	−0,0002

(1) Séance du 5 décembre 1938.

Les courbes présentent pour le premier système deux maxima

$$9(NO^3)^2Zn\text{-}7NO^3Li \quad \text{et} \quad 3(NO^3)^2Zn\text{-}5NO^3Li,$$

pour le deuxième système deux maxima

$$5(NO^3)^2Zn\text{-}3NO^3Cs \quad \text{et} \quad 7(NO^3)^2Zn\text{-}9NO^3Cs.$$

		Système $(NO^3)^2Zn\text{-}NO^3Na$.			*Système* $(NO^3)^2Zn\text{-}NO^3K$.		
Mélanges en volumes.		Effets thermiques.	d_t-d_c.	n_t-n_c.	Effets thermiques.	d_t-d_c.	n_t-n_c.
cm³	cm³						
250	50....	72,99	−0,0098	−0,0009	147,00	−0,009	+0,0006
200	100....	93,95	+0,0047	−0,0002	244,04	+0,006	+0,0007
175	125....	102,48	−0,0100	+0,0007	268,16	+0,006	+0,0006
150	150....	108,35	+0,0065	−0,0003	280,72	+0,006	+0,0006
125	175....	97,31	–	–	268,56	+0,005	+0,0005
100	200....	91,78	+0,0028	0	187,72	+0,006	+0,0007
75	225....	78,63	+0,0022	−0,0015	195,66	+0,005	−0,0011

Les courbes présentent pour un système Zn-Na un maximum correspondant au mélange $(NO^3)^2Zn\text{-}NO^3Na$ et pour le système Zn-K deux maxima correspondant à $(NO^3)^2Zn\text{-}NO^3K$ et $(NO^3)^2Zn\text{-}3NO^3K$.

Système $(NO^3)^2Zn—NO^3Rb$.

Mélanges en volumes (en cm³).		Effets thermiques.	$d_t — d_c$.	$n_t — n_c$
27,50	7,50.......	12,85	0,0118	
22,5	12,50.......	17,89	0,0100	0,0005
20	15..........	27,78	0,0095	0,0006
17,50	17,50.......	18,98	0,0075	0,0002
15	20..........	20,12	0,0010	0,0004
12,50	22,50.......	18,61	0,0024	0,0003
10	25..........	16,58	0,0080	0,0001

Les courbes présentent deux maxima, pour le mélange $4(NO^3)^2Zn—3NO^3Rb$ et $3(NO^3)^2Zn—4NO^3Rb$.

Système $(NO^3)^2Zn—NO^3NH^4$.

Mélanges en volumes (en cm³).		Effets thermiques.	$d_t — d_c$.	$n_t — n_c$.
250	50..........	152,13	+0,021	+0,0017
200	100..........	265,58	+0,020	0,0024
175	125..........	282,64	+0,008	0,0019
150	150..........	291,91	−0,044	0,0022
100	200..........	282,90	+0,010	0,0060
75	225..........	230,21	+0,008	0,0003
50	250..........	181,79	+0,005	0,0009

Les courbes présentent un maximum pour le mélange $(NO^3)^2Zn—NO^3NH^4$.

Je me propose d'isoler les combinaisons annoncées sur les graphiques construits avec les données des tableaux précédents.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur le système iode-vanadium : diiodure et triiodure de vanadium.* Note de M. **André Morette**, présentée par M. Paul Lebeau.

Les combinaisons du vanadium et de l'iode sont encore très imparfaitement connues. Par l'action de l'acide iodhydrique sur l'anhydride vanadique en milieu aqueux, puis réduction électrolytique et concentration à 0° C., Piccini et Brizzi (1) ont signalé un triiodure hydraté $I^3V, 6OH^2$. D'autre part, A. E. van Arkel (2) a, dans ses travaux sur la préparation des métaux par dissociation de leurs composés binaires, indiqué comme probable la formation d'un iodure faiblement volatil I^3V ou I^2V. Ce sont là les seules indications existant à notre connaissance sur le système iode-vanadium et, en fait, aucun iodure de vanadium anhydre n'a été décrit jusqu'ici.

Ayant constaté que, dans un tube où le vide a été préalablement établi, la vapeur d'iode réagit avec incandescence sur le vanadium (3) à 400°, nous avons étudié les conditions dans lesquelles on parvient à un iodure défini. Les mélanges des deux corps simples ont été chauffés dans des tubes de verre dur, ou de silice selon la température envisagée, scellés sous vide : l'iode en excès, s'il y avait lieu, était éliminé par sublimation.

Les faits observés sont les suivants. Sous la pression de sa propre vapeur, l'iode se combine au vanadium au-dessus de 150°C. en donnant, même en présence d'un excès de métal, le triiodure I^3V. Nous n'avons constaté ni la fusion, ni la volatilisation de celui-ci au-dessous de 280°, mais il subit, dans le vide dès cette température, une décomposition en iode et diiodure I^2V; cette dissociation est pratiquement complète après 24 heures à 400°. Chauffé à 300° en présence d'un excès d'iode, sous la pression de vapeur de ce corps, ce dernier composé se transforme en triiodure par la réaction inverse de celle qui lui a donné naissance. Le diiodure de vanadium se sublime dans le vide, entre 750° et 800°, mais sa tension de vapeur reste assez faible pour qu'une grande partie, au lieu de se volatiliser, se dissocie

(1) Piccini et Brizzi, *Z. anorg. Chem.*, 19, 1899, p. 398.
(2) A. E. van Arkel, *Metallwirtschaft*, 13, 1934, p. 407.
(3) A. Morette, *Thèse Sciences*, Paris, 1937.

à son tour, à partir de 1000°, avec libération d'iode et production d'un dépôt de vanadium métallique sur les parois du tube.

Diiodure de vanadium. — Ce composé forme des lamelles micacées violet rose, hexagonales, de densité $D_{0°} = 5,0 \pm 0,1$. Difficilement mouillé par l'eau, il fournit lentement avec celle-ci une solution violette; à l'air, cette liqueur prend une teinte marron par suite d'une oxydation partielle. Cet iodure est insoluble dans l'alcool absolu, le benzène, le tétrachlorure de carbone, le sulfure de carbone. Chauffé dans l'oxygène pur, il est attaqué par ce métalloïde à partir de 130°; l'oxydation complète, à 500°, aboutit à l'élimination totale de l'iode et à la production quantitative d'anhydride vanadique. Avec l'hydrogène sulfuré, vers 650°, le diiodure de vanadium se transforme en trisulfure S^3V^2. Dans la vapeur de phosphore, vers la même température, il fournit ([3]) le phosphure de vanadium PV.

Son analyse, effectuée par oxydation dans un courant d'air et pesée de l'iode et de l'anhydride vanadique formés, nous a donné les résultats ci-après :

	I.	II.	Théorie pour I^2V.
Iode		82,4	83,28
Vanadium	16,6	16,67	16,72

Triiodure de vanadium. — Le triiodure se présente sous l'aspect d'une poudre cristalline brun noir, fortement hygroscopique, de densité $D_{0°} = 4,2 \pm 0,1$. L'eau le dissout très facilement; la solution, de couleur marron, exposée à l'air vire peu à peu au vert, et cette évolution est accélérée par la lumière. Ce composé est soluble dans l'alcool absolu, insoluble dans le benzène, le tétrachlorure de carbone, le sulfure de carbone. Le chlore l'attaque dès la température ordinaire; à 350°, il y a incandescence et transformation finale en trichlorure d'iode et tétrachlorure de vanadium. L'oxygène produit à partir de 125° une oxydation avec libération d'iode. Il donne une solution marron avec l'ammoniac liquide. Ses solutions aqueuse et alcoolique sont susceptibles de fournir des précipités avec les solutions de divers composés organiques tels que l'antipyrine et le sulfate de quinine.

La composition du triiodure de vanadium a été établie en déterminant, dans la solution aqueuse, l'iode par dosage pondéral et le vanadium par volumétrie :

	I.	II.	Théorie pour I^3V.
Iode	88,0	88,2	88,18
Vanadium	11,9	11,84	11,82

En résumé, nous avons pu établir nettement l'existence de deux iodures de vanadium, le diiodure I^2V et le triiodure I^3V et fait connaître quelques-unes de leurs propriétés.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur la préparation du sulfure de sodium anhydre.* Note de M. GASTON COURTOIS, présentée par M. Paul Lebeau.

Un procédé pratique de préparation du sulfure de sodium anhydre est basé sur la déshydratation par la chaleur de l'hydrate $SNa^2, 9OH^2$ (1) ou de l'hydrate $SNa^2, 5OH^2$ (2) dans un courant d'hydrogène ou d'azote. Les sulfures ainsi obtenus contiennent une proportion notable d'impuretés et titrent au maximum 96,5 pour 100 SNa^2.

La préparation du sulfure de sodium anhydre pur aurait été réalisée par divers auteurs (3), mais les méthodes préconisées constituent des opérations délicates ne pouvant fournir que de petites quantités de sulfure de sodium anhydre. Il en résulte que nos connaissances sur les propriétés de cet important composé binaire sont très imprécises.

Au cours de l'étude de la déshydratation du monosulfure $SNa^2, 9OH^2$ dans le vide sulfurique ou phosphorique, nous avons reconnu qu'il était possible d'atteindre, après un séjour d'une quinzaine de jours, d'abord vers 15°, puis vers 30-35°, une déshydratation presque complète du sel, conduisant à un produit retenant seulement 4 pour 100 d'eau. Ce dernier peut être totalement privé d'eau par chauffe dans un courant rapide d'hydrogène pur et sec jusqu'à 700°, ce qui entraîne la décomposition des petites quantités de sulfure acide SHNa qu'il contient encore, ainsi que la réduction des traces de sulfite ayant pu résulter de l'oxydation du sulfure à l'air au cours des manipulations. Les récipients de verre ou de porcelaine ne sont plus attaqués même si la température s'élève jusqu'à 800°. Le sulfure anhydre formé est sensiblement pur et titre de 99,5 à 99,8 pour 100 de SNa^2.

Le sulfure de sodium anhydre SNa^2 se présente sous la forme de grains blancs, se contractant considérablement sans fusion, et se teintant à peine en rose quand on les chauffe vers 750-800° dans le vide ou dans un courant d'hydrogène ou d'azote secs.

---

(1) SABATIER, *Ann. Chim. Phys.*, 22, 1881, p. 15.

(2) TIEDE et REINICKE, *Ber. d. chem. Ges.*, 56, 1923, p. 666.

(3) HUGOT, *Ann. Chim. Phys.*, 21, 1900, p. 69; RENGADE et COSTEANU, *Comptes rendus*, 156, 1913, p. 791; THOMAS et RULE, *J. Chem. Soc.*, 103, 1913, p. 871.

Contrairement à ce qu'avait observé Rengade, le sulfure de sodium anhydre ne se dissocie pas dans le vide sous l'action de la chaleur, mais se volatilise très lentement au-dessus de 800°. Chauffé dans le vide, dans une nacelle de graphite, il fond vers 1180°±10° sans décomposition, c'est-à-dire à une température beaucoup plus élevée qu'on le supposait jusqu'ici [4], en donnant par refroidissement une masse à cassure cristalline légèrement colorée en rose. A la fusion, l'argent, l'or, le platine sont attaqués, alors que le charbon de cornue et le graphite sont sensiblement sans action.

Il ne s'altère pas à la température ordinaire au sein de l'air ou de l'oxygène secs, mais il s'oxyde facilement au contact de l'air humide en se délitant et en se transformant, avec perte d'acide sulfhydrique, en un mélange de sulfite, hyposulfite et carbonate de sodium hydratés, ne renfermant pas de sulfate.

Le sulfure anhydre se dissout dans l'eau avec un dégagement de chaleur intense. D'après nos déterminations, la quantité de chaleur dégagée par molécule-gramme est, dans cette circonstance, de $+15^{Cal},6$. Malgré l'élévation de température observée au cours de cette action de l'eau, il ne se manifeste pas d'oxydation, tout au moins jusqu'à la concentration de 15 pour 100. La solution aqueuse incolore, concentrée à l'abri de l'air, abandonne par cristallisation vers 20° l'hydrate ordinaire SNa^2, 9 OH^2 parfaitement pur.

En résumé, la déshydratation du monosulfure de sodium hydraté à 9 OH^2, effectuée dans des conditions bien précisées, nous a permis de préparer le monosulfure de sodium anhydre titrant 99,8 pour 100 de SNa^2, fusible dans le vide à 1180°.

CHIMIE APPLIQUÉE. — *Étude sur le mécanisme de l'extinction sèche par les poussières. Nitrate, chlorate, perchlorate de potassium et autres corps comburants comme extincteurs de flammes.* Note de MM. **Charles Dufraisse** et **Manuel German**, présentée par M. Marcel Delépine.

On explique couramment l'action des extincteurs par des mécanismes impliquant des actions massives sur la combustion, sans aucun effet spécifique. Pour les poussières, en particulier, on admet qu'elles agissent soit par inertie mécanique, en isolant le combustible, soit par inertie calori-

(4) Rengade et Costeanu, *loc. cit.*; Thomas et Rule, *loc. cit.*

tique, en refroidissant le foyer, soit par inertie chimique en noyant la flamme de gaz inertes, généralement l'eau ou le gaz carbonique.

Certes l'isolement, le refroidissement et la dilution des gaz sont des facteurs favorables à l'extinction, mais il ne faudrait pas s'exagérer leur influence. C'est ainsi que l'on réalise des combustions avec l'air liquide, ou bien au sein de l'eau, même sous pression, c'est-à-dire dans les conditions de refroidissement les plus puissantes que l'on sache réaliser pratiquement. De même, comme nous l'avons montré antérieurement avec M. Le Bras (1937), la dilution exige des doses élevées de gaz inertes pour être efficace.

Au vrai, les poussières les plus actives, comme celle de bicarbonate de sodium, éteignent les flammes à des doses où leur pouvoir refroidissant ou couvrant n'entre en compte que pour très peu ; aussi considérait-on qu'elles agissaient par dégagement de gaz inerte.

Cette explication et même une décomposition intensive du bicarbonate de sodium au contact de la flamme, ont été souvent contestées, entre autres par Gentsch (1925), car le corps n'a pas le temps de se décomposer complètement au contact de la flamme. En fait le bicarbonate de potassium, quoique plus résistant à la chaleur, est efficace à plus faible dose que le bicarbonate de sodium. Il semble ainsi que ce serait le produit intact qui jouirait d'un pouvoir extincteur spécifique, indépendant du gaz dégagé par chauffage.

Pour renforcer cette opinion, nous allons établir que l'on peut éteindre avec des poussières qui, si elles étaient notablement décomposées au contact de la flamme, devraient la renforcer au lieu de la détruire. Ces poussières sont celles de nitrate, chlorate, perchlorate de potassium et autres corps comburants. Nous leur avons comparé, en même temps que des corps chimiquement inertes (talc, sulfate de sodium anhydre), des corps susceptibles de dégager du gaz carbonique ou de l'eau à des températures plus ou moins basses (bicarbonates de sodium et de potassium, borate et sulfate de sodium hydratés).

Dans l'axe d'un manchon en verre pyrex, on dispose un brûleur alimenté par le gaz ou éventuellement la vapeur combustible à éteindre. Une tuyère amène au bas du manchon de l'air à une vitesse suffisante pour l'entraînement des poussières, mais sans effet de soufflage appréciable sur la flamme. Enfin un piston latéral permet de projeter, à la vitesse voulue, une dose connue de poussière dans le courant d'air.

Les chiffres comparatifs du tableau ne sont valables en toute rigueur que pour un mode opératoire bien défini, mais renseignent avec sécurité sur l'ordre de grandeur des différences d'activités.

Corps essayés.	Décomposition. Température.	Produits formés.	Doses extinctrices minima en mg (*a*). Hydrogène.	Gaz d'éclairage.	Méthane.	Oxyde de carbone (*b*).
CO^3NaH	100° en 10 h.	$CO^3Na^2 + H^2O + CO^2$	700	450	100	300
CO^3KH	170° en 10 h.	$CO^3K^2 + H^2O + CO^2$	250	100	–	30
ClO^3K	350°	$KCl + O^2$	++ (*c*)	++	50	5
ClO^3Na	370°	$NaCl + O^2$	++	++	150	50
ClO^4K	400°	$KCl + O^2$	++	++	80	30
NO^3K	500°	surtout NO^2	450	100	15	8
NO^3Na	480°	surtout NO^2	550	250	50	40
Talc	$>1000°$	–	>800	>800	>800	>800
$B^4O^7Na^2, 10H^2O$	dès 50°	$B^4O^7Na^2 2H^2O + 8H^2O$	>600	300	150	+
$SO^4Na^2, 10H^2O$	$<20°$	$SO^4Na^2 + 10H^2O$	>800	>800	200	+
SO^4Na^2 anhydre	1200°	–	>600	>600	600	500

(*a*). Les chiffres donnés correspondent approximativement à la concentration en milligrammes par litre calculée pour une répartition uniforme.

(*b*). L'oxyde de carbone utilisé a une teneur en eau constante, très peu inférieure à la saturation à 20° qui est de 2,24 pour 100.

(*c*). Les signes ++ et + indiquent que la flamme est plus ou moins avivée (pour n'importe quelle dose de poudre). Le signe > indique que la flamme semble gênée par la plus grande quantité de poudre que nous puissions envoyer dans notre appareil, sans toutefois être éteinte.

De l'ensemble des données se dégagent les conclusions très nettes que voici :

1° Les comburants les plus sensibles à la chaleur (chlorates de potassium et de sodium, perchlorate de potassium) se comportent soit comme activeurs de la combustion (flammes d'hydrogène et de gaz d'éclairage), soit comme extincteurs (flammes de méthane et d'oxyde de carbone), suivant que la flamme est plus ou moins chaude.

2° Les comburants peu sensibles à la chaleur (nitrates de potassium et de sodium) éteignent toutes les flammes essayées.

3° Des comburants, c'est-à-dire des inducteurs de combustion, comme les nitrates, chlorates et perchlorates de potassium et de sodium, arrivent à mieux éteindre les flammes que des corps inertes, même ceux qui peuvent dégager à chaud des gaz extincteurs, comme le bicarbonate, le borate ou le sulfate de sodium hydraté : par exemple le nitrate de potassium est, suivant la flamme, de deux à quarante fois plus actif que le bicarbonate de sodium, le plus réputé des extincteurs pulvérulents connus.

Nous estimons que ces expériences démontrent l'existence d'un pouvoir extincteur spécifique, ne devant rien à une action mécanique ou chimique massive, mais relevant, au contraire, de la catalyse antioxygène.

On conçoit dès lors que ce soit une erreur de ne pas rechercher les

extincteurs secs ailleurs que parmi les corps inertes vis-à-vis de la combustion. Les comburants possèdent un pouvoir extincteur spécifique; il est facile de deviner que la même propriété doit appartenir aussi, dans des conditions convenables, à des corps partiellement, voire même totalement combustibles.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action des organomagnésiens mixtes sur les benzylimines. Préparation des amines secondaires du type* Ar.(R)CH.NH.CH²․C⁶H⁵. Note de M. **Panos Grammaticakis**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les recherches spectrales et chimiques que j'ai effectuées sur les N- et O-benzyl-oximes ainsi que sur les benzylimines des cétones m'ont conduit à étudier des corps de la forme générale

(1) $$\begin{matrix}Ar\\R\end{matrix}\!\!>\!CH.NH.CH^2.C^6H^5 \qquad (\text{où } R = \text{alcoyl, aryl}).$$

A ma connaissance aucune substance de cette catégorie n'avait été signalée jusqu'à présent.

Afin d'obtenir ces composés, j'ai condensé les organomagnésiens mixtes avec les benzylimines des arylaldéhydes. Cette réaction constitue une excellente méthode de préparation de ces substances et peut être schématisée comme suit :

$$Ar.CH{=}N.CH^2.C^6H^5 + R.MgX \rightarrow Ar.(R)CH.NH.CH^2.C^6H^5.$$

Les principaux résultats de ces recherches sont les suivants :

1° La N-benzyl-benzaldimine ($Éb_{1\,mm}$ 183°) condensée avec $C^2H^5.MgBr$ fournit la benzyl-[α-phényl-propyl]-amine

$$C^6H^5.(C^2H^5)CH.NH.CH^2.C^6H^5,$$

liquide assez mobile, incolore, distillant à 135° sous une pression inférieure à 1^mm^. Son chlorhydrate, $C^{16}H^{19}N.ClH$, fond vers 168° avec décomposition; son nitrate, $C^{16}H^{19}N.NO^3H$, à 146°; son sulfate $(C^{16}H^{19}N)^2SO^4H^2$, à 188°, et sa phénylurée, $C^{16}H^{19}N.CONC^6H^5$, à 89°.

2° La même benzylimine traitée par le $C^6H^5.MgBr$ donne la benzhydryl-benzyl-amine, $(C^6H^5)^2CH.NH.CH^2C^6H^5$, liquide visqueux, incolore, distillant à 181° sous une pression inférieure à 1^mm^. Son chlorhydrate,

$C^{20}H^{19}N.ClH$, fond vers 230° avec décomposition; son nitrate, $C^{20}H^{19}N.NO^3H$, à 206°; sa phénylurée, $C^{20}H^{19}N.CONC^6H^5$, à 175°, et son dérivé acétylé, $C^{20}H^{18}N.COCH^3$, à 140°.

3° La N-benzyl-*p*-méthylbenzaldimine (Éb. $< 1^{mm} = 162°$) condensée avec le $C^2H^5.MgBr$ fournit la benzyl-[α-(*p*-méthylphényl)-propyl]-amine, *p*-$CH^3.C^6H^4.(C^2H^5)CH.NH.CH^2.C^6H^5$, liquide assez mobile, incolore, distillant à 143° sous une pression inférieure à 1^{mm}. Son chlorhydrate, $C^{17}H^{21}N.ClH$, fond vers 204° (déc.); sa phénylurée, $C^{17}H^{21}N.CONC^6H^5$, à 100°.

4° Enfin, par l'action du $C^2H^5.MgBr$ sur la N-benzyl-*p*-méthoxybenzaldimine (Éb. $< 1^{mm} = 204°$, P. F. 40°) on obtient la benzyl-[α-(*p*-méthoxyphényl)-propyl]-amine *p*-$CH^3O.C^6H^4.(C^2H^5)CH.NH.CH^2.C^6H^5$, liquide assez mobile, incolore, de P. Éb. $< 1^{mm} = 176°$. Son chlorhydrate, $C^{17}H^{21}ON.ClH$, fond vers 191° (déc.); son nitrate, $C^{17}H^{21}ON.NO^3H$, à 129°; son sulfate, $(C^{17}H^{21}ON)_2.SO^4H^2$, à 140°, et sa phénylurée, $C^{17}H^{21}ON.CONC^6H^5$, à 124°.

Remarque. — J'ai également préparé certaines des amines précédentes, la benzyl-(α-phénylpropyl)-amine, la benzyl-[α-(*p*-méthylphényl)-propyl]-amine, la benzyl-[α-(*p*-méthoxyphényl)-propyl]-amine en traitant la N-benzyl-propylaldimine par le $C^6H^5.MgBr$, le *p*-$CH^3.C^6H^4.MgBr$ et le *p*-$CH^3O.C^6H^4.MgBr$, mais avec un rendement inférieur à celui que l'on obtient en condensant les N-benzyl-arylaldimines avec le $C^2H^5.MgBr$.

Toutes les benzylimines précédentes s'obtiennent facilement avec un rendement quantitatif par condensation des arylaldéhydes (1^{mol}) et de la benzylamine (1^{mol}) en milieu benzénique.

En résumé, la condensation des organomagnésiens mixtes avec les N-benzyl-arylaldimines fournit avec d'excellents rendements les bases secondaires du type $Ar.(R)CH.NH.CH^2.C^6H^5$ et constitue une généralisation de la réaction des organomagnésiens avec les aniles [1].

---

[1] Busch, *Ber. d. chem. Ges.*, 37, 1904, p. 2691; Busch et Rink, *ibid.*, 38, 1905, p. 1761.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèse du tétraphényl-2.6.10.12 bis-(diphényl)-9.11-naphtacène et de son photooxyde.* Note de MM. **Denis Duveen** et **Antoine Willemart**, présentée par M. Marcel Delépine.

De nombreux travaux [1] ont montré que la décomposition par la chaleur d'un éther chlorhydrique du type $\frac{R_1}{R_2}\!\!>C(Cl)—C\equiv C—R_3$ pouvait donner naissance (par perte d'acide chlorhydrique et dimérisation) à un composé naphtacénique, à condition, toutefois, que les trois radicaux R_1, R_2 et R_3 fussent convenables, c'est-à-dire aromatiques. L'objet de cette présente Note est de signaler un nouvel exemple de cette réaction et de décrire ainsi un nouvel hydrocarbure naphtacénique de formule $C^{66}H^{44}$.

En faisant réagir le parabiphényl-lithium sur le phénylpropiolate de méthyle, on obtient le *bis*-(diphényl)-phényléthynylcarbinol, $C^{33}H^{24}O^{1}$ (I), F. 143°.

$$(C^6H^5.C^6H^4)_2C(OH)—C\equiv C—C^6H^5 \quad \text{(I)}.$$

$$(C^6H^5.C^6H^4)_2C(Cl)—C\equiv C—C^6H^5 \quad \text{(II)}.$$

— H Cl ↓ dimérisation

(III) : naphtacène portant C^6H^5 en 2, 6, 10, 12 et $C^6H^4.C^6H^5$ en 9, 11 ; (IV) : son photooxyde (pont O—O).

(IV) $\underset{-O^2}{\overset{+O^2}{\rightleftarrows}}$ (III).

Sous l'action du trichlorure de phosphore, ce carbinol peut être transformé en un éther chlorhydrique très instable, $C^{33}H^{23}Cl$(II), lequel, sous l'influence de la chaleur, se décompose avec perte d'acide chlorhydrique en donnant naissance par dimérisation à un hydrocarbure $C^{66}H^{44}$(III). Par analogie avec les réactions du même type antérieurement étudiées, cet

---

(1) Ch. Dufraisse, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 3, 1936, p. 1857.

hydrocarbure serait le tétraphényl.2.6.10.12 bis (diphényl) 9.11-naphtacène.

Cet hydrocarbure possède bien toutes les particularités qui caractérisent les dérivés naphtacéniques dont un grand nombre, il convient de le remarquer, ont été obtenus par Ch. Dufraisse et ses collaborateurs en appliquant la méthode brièvement rappelée ci-dessus. Il se présente sous l'aspect de prismes allongés fortement colorés en rouge, de point de fusion élevé (vers 320° 1re fusion, puis solidification; vers 380° nouvelle fusion). Il est très peu soluble dans les solvants habituels : benzène, toluène, chloroforme, éther, etc., et donne des solutions colorées en rouge orangé fortement fluorescentes. Il est thermochrome à l'état solide, la couleur s'approfondissant en rouge grenat par chauffage vers 350° et s'éclaircissant en orangé à la température de l'air liquide. Sa solution benzénique présente dans la région visible trois bandes d'absorption dont les maxima sont situés vers 5450 Å, 5100 Å, 4800 Å.

Enfin, comme les dérivés naphtacéniques déjà étudiés, il est capable de se photooxyder en solution, c'est-à-dire d'absorber sous l'influence des radiations lumineuses une molécule d'oxygène par molécule d'hydrocarbure pour fournir un composé incolore $C^{66}H^{44}O^{2}$ (IV). Ce nouveau photooxyde se dissocie sous l'influence de la chaleur en dégageant de l'oxygène moléculaire et en régénérant l'hydrocarbure initial. Le rendement en oxygène libéré a été trouvé voisin de 70 pour 100, légèrement inférieur au rendement obtenu (80 pour 100) avec le photooxyde de tétraphényl-9.10.11.12-naphtacène; ce fait est d'ailleurs conforme avec l'abaissement de rendement constaté pour les photooxydes de composés naphtacéniques dissymétriquement substitués.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'interprétation des réactions secondaires observées au cours de la condensation organomagnésienne des cétones et des esters, en série aliphatique. Essai de théorie.* Note de M. **Marcel Tuot**, présentée par M. Marcel Delépine.

Nous avons décrit les réactions secondaires observées au cours de la condensation organomagnésienne des cétones et des esters, et formulé un certain nombre de règles qui définissent le comportement de ces produits vis-à-vis des réactifs de Grignard [1]. Nous avons vu que les méthylcétones

---

[1] *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1019 et 1124.

étaient apparemment l'objet d'énolisation et de cétolisation, tandis que les cétones à radicaux polycarbonés conduisaient uniquement aux produits de réduction.

Cependant, comme ces réactions prennent naissance dans des conditions analogues, nous avons pensé qu'elles n'étaient pas indépendantes, et que l'étude d'un terme intermédiaire comme les éthylcétones permettrait de les interpréter par un même mécanisme. Nous avons donc étudié, d'une façon approfondie et systématique, les condensations de la diéthylcétone et de l'isopropylcétone avec le bromure d'isopropylmagnésium, d'une part, du propionate d'éthyle avec les bromures d'isopropyle et d'isobutyle, d'autre part. Toutes ces condensations conduisent à l'isolement d'une cétone, d'un cétol et d'un alcool secondaire, avec dégagement d'hydrocarbures saturé et éthylénique proportionnellement aux produits anormaux formés. Quant au rendement en alcool attendu, il suit les règles énoncées (*loc. cit.*).

Nous signalons, pour la première fois, la *simultanéité* des réactions d'énolisation et de réduction. L'expérience nous a montré, non seulement que les éthylcétones constituent un stade intermédiaire où coexistent les deux principales réactions secondaires, mais aussi que leur importance relative dépend du poids moléculaire. Ainsi *l'énolisation* est prépondérante dans le cas de la diéthylcétone (réduction 21 pour 100), tandis que la *réduction* l'emporte avec l'éthylisobutylcétone (77 pour 100). La cétolisation diminue également avec l'augmentation du poids moléculaire, passant de 84 à 16 pour 100 (par rapport à la cétone récupérée).

On a cherché à expliquer ces phénomènes de différentes manières. En particulier l'explication donnée par Grignard, au moyen des hémiacétals, ne prévoit pas le départ *obligatoire*, à l'état de carbure, du radical provenant de l'alcoylhalogène, ce qui est toujours le cas. L'énolisation n'est pas plus admissible, les cétones à radicaux polycarbonés s'énolisant comme les méthylcétones; or on constate avec les premières (sauf les éthylcétones) uniquement la *réduction*.

Nous pourrions expliquer ces réactions de la façon suivante. Dans un premier temps, s'opère l'addition de l'éthérate magnésien au dérivé oxycarboné après rupture de la liaison C=O, avec saturation réciproque.

Représentons par le symbole $\cdot\dot{\underset{\cdot}{C}}\cdot$ l'atome de carbone libre possédant quatre électrons libres ou valences à sa partie périphérique (les électrons superficiels et internes neutralisant exactement les protons du noyau), par

les symboles : et $\overset{\circ}{\circ}$, la covalence, ou superposition de deux électrons (valences échangées entre atomes de carbone), et l'électrovalence. Les atomes de carbone du groupement fonctionnel (cétone) et d'oxygène de l'oxonium ont pour schémas $\cdot\overset{\circ\circ}{\underset{\cdot\cdot}{C}}\colon$ et $\cdot\overset{\circ\circ}{\underset{\circ\circ}{O}}\overset{\circ}{\circ}$, en adoptant la représentation tétraédrique, généralisée par G. Dupont, pour les éléments normaux. La condensation superficielle d'électrons dans un cas, leur neutralisation partielle dans l'autre rendent l'atome électropositif ou électronégatif, d'où la facilité de réaction. Le complexe obtenu est très instable (l'oxonium disparaissant par séparation d'une molécule d'éther); on a donc en présence les deux atomes $\cdot\overset{\circ\circ}{\underset{\cdot\cdot}{C}}\colon$ et $\cdot\overset{\circ\circ}{\underset{\circ\circ}{C}}\colon$ (atome du radical alcoyle; on ne représente que les atomes susceptibles d'entrer en liaison) faiblement polarisés, dont la condensation n'est possible que par superposition d'électrons en donnant pour le carbone de la fonction alcoolate magnésien, le schéma $\colon\overset{\circ\circ}{\underset{\cdot\cdot}{C}}\colon$ où la saturation est représentée par quatre doublets ainsi que l'admet la théorie électronique.

Cette réaction, moins aisée, est fonction de l'empêchement stérique (cas où l'on observe les réactions secondaires). La condensation ne peut avoir lieu qu'à la faveur de l'orientation; les radicaux libres vont alors essayer de se saturer par échange interne de valences. Les atomes de carbone voisins du carbone fonctionnel peuvent avoir les formes

$$\colon\overset{\circ\circ}{\underset{\circ\circ}{C}}\overset{\circ}{\circ}\ (CH^3-),\qquad \colon\overset{\circ\circ}{\underset{\circ\circ}{C}}\colon\ (-CH^2-),\qquad \colon\overset{\circ\circ}{\underset{\cdot\cdot}{C}}\colon\ (-\underset{|}{CH}-),\qquad \colon\overset{\cdot\cdot}{\underset{\cdot\cdot}{C}}\colon\ (-\overset{|}{\underset{|}{C}}-).$$

Dans le premier cas, les charges permettent la neutralisation, qui s'opère avec départ d'hydrogène dont s'empare le radical alcoyle pour sa propre saturation. On obtient ainsi un énolate magnésien dont la cétolisation est alors possible avec la cétone libre. Dans le deuxième cas, l'insuffisance de polarité ne permet pas l'échange interne de valences, et l'équilibre est atteint aux dépens du radical alcoyle, dont la saturation crée une double liaison $\colon\overset{\circ\circ}{C}\vdots\overset{\circ\circ}{C}\overset{\circ}{\circ}$ (qui peut avoir la forme $\colon\overset{\circ\circ}{C}\vdots\underset{\circ\circ}{C}\colon$, où les électrovalences sont d'ailleurs remplaçables par des covalences. Cette représentation interprète donc l'existence de stéréoisomères) [1]. On a l'alcoolate

[1] Le premier schéma comporte une électrovalence de plus, la double liaison étant à l'extrémité de la chaîne carbonée.

magnésien secondaire avec dégagement de carbure éthylénique. Enfin, dans les deux derniers cas, les polarités étant de même nature, on observe le phénomène précédent.

En dehors des actions directes, il faut admettre l'influence des charges voisines. C'est le cas des éthylcétones où la saturation du carbone fonctionnel est en partie interne, un groupe CH^2 étant compris entre deux atomes de polarité différente.

GÉOLOGIE. — *Sur le Nummulitique du versant oriental de l'Anti-Liban (région de Damas, Syrie).* Note de Mme **Rita Dubertret**, MM. **Louis Doncieux**, **Henri Vautrin** et **Louis Dubertret**, présentée par M. Charles Jacob.

La région de Damas, où seul le Lutétien supérieur était connu [1], présente un Nummulitique comparable à celui signalé par L. Doncieux, L. et R. Dubertret, dans le Nord-Ouest de la Syrie; toutefois il paraît, au moins localement, faire suite sans discontinuité au Sénonien, de sorte que tous les termes y sont représentés depuis l'Éocène inférieur jusqu'à l'Oligocène. Les séries s'établissent diversement selon les régions :

1° *Au pied de l'Hermon*, à Derbol, Hineh, Kefer Haouar, Kherbet es Saouda et Kefer Ouk, de bas en haut :

Calcaire à *Nummulites atacicus* Leym., *N. subatacicus* H. Douv., *N. gallensis* A. Heim, *N. uroniensis* B. et A. A. Heim, *N. irregularis* Desh., *N. subirregularis* de la H., *N. globulus* Leym., *N. Guettardi* d'Arch., Orthophragmines. — Lutétien inférieur.

Calcaire compact à *N. gizehensis* Forskal, *N. curvispira* Menegh., *N. Beaumonti* d'Arch., *N. sub-Beaumonti* de la H., *N. discorbina* Schloth., *N. subdiscorbina* de la H., *N. globulus-Guettardi*, *Alveolina oblonga* d'Orb., *A. subpyrenaica* Leym. — Lutétien supérieur.

2° *Vallée du Barada*, à Dimas, Husseiniyé, Ain Figeh et sur le plateau d'Afri, au sud d'Hureiré, à Halboun, au Tell Aryar :

Calcaire crayeux détritique, gris, glauconieux, avec bancs durs à nodules phosphatés ou de silex massif à Orthophragmines abondantes, Operculines, et, au Sud d'Hureiré à *N.* aff. *Fraasi* de la H. Éocène inférieur.

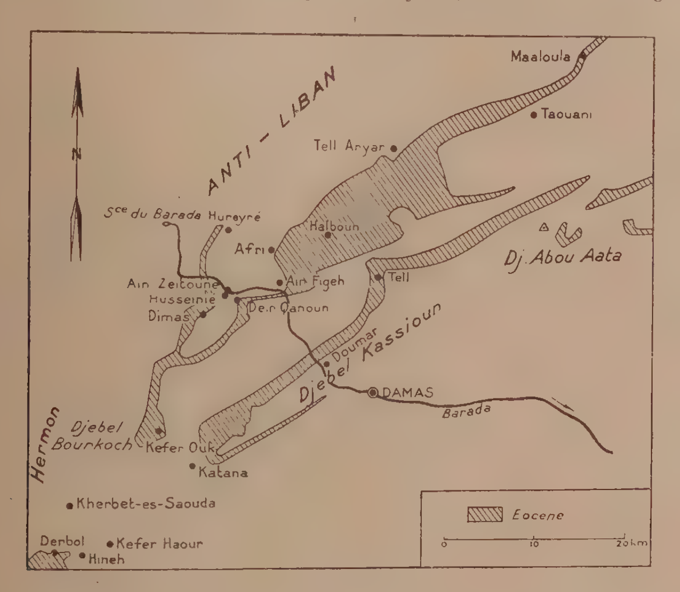
Calcaire marmoréen à *N. gizehensis-curvispira*, *N. Beaumonti*. — Lutétien supérieur.

3° *Sur le flanc N. du Djebel Kasyoun*, la coupe est assez semblable à celle de la

[1] *Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 1224-1226.

région amont du Barada. Les marnes du Sénonien, ou de l'Éocène inférieur (?), passent à des craies à Globigérines avec bancs calcaires à Nummulites, dont les premiers renferment la faune habituelle du Lutétien inférieur, et d'autres, plus élevés, l'association de *N. gizehensis*, *N. irregularis*, *N. gallensis*, indice d'un Lutétien plus élevé. La série se termine par un calcaire marmoréen, bréchique, à *N. incrassatus* B et A de la H. et Orthophragmines, de l'Éocène supérieur.

4° *Entre Taouani et Maaloula*, le Nummulitique est complet. L'Éocène inférieur et moyen est constitué, comme au Djebel Kasyoun, de craie à Globigérines et de



calcaire à Nummulites. L'Éocène supérieur est également crayeux, caractérisé par *N. incrassatus* B et A, *N. vascus* var. *incrassata* de la H., *N. Fabiani* A Prever, *N. Chavannesi* de la H., *O.* cf. *ammonea*, *O.* cf. *complanata* Defr., *O. alpina* Douv. L'Oligocène est un calcaire saccharoïde, véritable récif à Polypiers, avec rares *N. intermedius* d'Arch. et *N. Fichteli* Mich.

5° Sur le bord de la Damascène, *au pied du Djebel Abou Aata*, un Éocène semblable à celui de Taouani est surmonté de calcaires et sables calcaires oligocènes à *N. intermedius-Fichteli* et petites *N. Bouillei* de la H.

Conclusion. — Au Sud des massifs de l'Hermon et de l'Anti-Liban et jusque dans le plateau désertique ([2]), le Nummulitique paraît faire suite sans discontinuité au Sénonien, par un Éocène inférieur crayeux.

Les termes plus élevés montrent une variation progressive de faciès de la

---

([2]) L. Dubertret et H. Vautrin, *C. R. Soc. Géol. Fr. Paris*, 7, VI, 1937, xi, p. 160-162.

montagne vers le Sud-Est. Le Lutétien, entièrement calcaire, ne semble développé qu'en bordure de l'Hermon. Dans la vallée du Barada, sur le bord de l'Anti-Liban, le Lutétien devient crayeux dans sa partie inférieure, mais les termes plus élevés manquent encore. Au Djebel Kasyoun, tout le Lutétien est crayeux, et il est surmonté d'une brèche calcaire d'âge Éocène supérieur. Enfin, plus à l'Est, c'est l'Éocène entier qui devient crayeux, mais il est couronné d'un calcaire bréchique oligocène, récifal à Taouani.

Dans chaque région le Nummulitique nous apparaît comme étant crayeux dans l'ensemble, son couronnement seul étant calcaire. L'addition progressive de nouveaux termes de plus en plus élevés à la série nummulitique, de la montagne vers le plateau désertique, et la montée simultanée du faciès calcaire dans ces termes nouveaux semble être le résultat d'une émersion progressive de la région montagneuse : l'absence des termes supérieurs du Nummulitique au long de la montagne signifie une lacune et non pas une érosion intense, quoique l'on puisse observer déjà de légers emboîtements du matériel continental pontien et pliocène dans les couches supérieures du Nummulitique.

GÉOPHYSIQUE. — *Variations journalières de la température moyenne de l'ozone atmosphérique.* Note de Mme ARLETTE VASSY et M. ÉTIENNE VASSY, présentée par M. Charles Fabry.

L'un d'entre nous, après avoir étudié quantitativement au laboratoire la déformation des bandes de Huggins sous l'action de la température, a défini la *température moyenne* de l'ozone atmosphérique et donné une méthode pour la déterminer (¹).

Les évaluations précédentes [Vassy (*loc. cit.*), puis par la suite Déjardin et ses collaborateurs (²)] ont été faites à partir de valeurs moyennes résultant de plusieurs jours d'observations. Il était donc intéressant de rechercher si cette température n'était pas soumise à des variations en fonction du temps, et, dans l'affirmative, d'examiner ses relations avec l'épaisseur réduite et avec la situation météorologique.

Nous avons effectué cette étude au cours d'un séjour à la station météo-

(¹) E. VASSY, *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 1426; 203, 1936, p. 1363; *Ann. de Phys.*, 11ᵉ série, 8, 1937, p. 679.

(²) ARNULF, DÉJARDIN et CAVASSILAS, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 809.

rologique d'Ifrane, Maroc (lat. 33°31′ N., long. 5°07′ W. Greenwich, alt. 1635^{m}), où, du 19 juillet au 13 août 1937, nous avons déterminé aussi souvent que possible l'épaisseur réduite et la température moyenne de l'ozone.

Le procédé expérimental consistait à photographier le spectre de la lumière diffusée au zénith; nous préciserons dans un autre Recueil les conditions et les limites de validité de cette méthode. Nous obtenions en général au cours de la même après-midi quatre ou cinq spectres et d'après chacun d'eux il était possible de déduire la température moyenne de l'ozone. A part quelques exceptions sur lesquelles nous reviendrons, les résultats sont concordants pour les différents spectres de la même journée. Le tableau suivant contient l'épaisseur réduite et la température moyenne pour les différents jours d'observations.

	Épaisseur (cm).	Temp. (°C.).		Épaisseur (cm).	Temp. (°C.)
19 juillet 1937...	0,16	–	2 août 1937...	0,185	–
22 » ...	0,25	—12	4 » ...	0,12	—49
23 » ...	0,22	— 7	5 » ...	0,16	–
24 » ...	0,20	—20	10 » ...	0,27	—25
25 » ...	0,20	—17	11 » ...	0,20	–
26 » ...	0,175	—26	12 » ...	0,19	—16
1er août 1937...	0,24	—32	13 » ...	0,17	—39

Nous avons ainsi mis en évidence des variations journalières de la température moyenne de l'ozone, les valeurs extrêmes étant — 7°C. pour le 23 juillet et — 49°C. pour le 4 août.

En possession de l'analyse de la situation atmosphérique au voisinage du sol d'après les cartes synoptiques de l'hémisphère nord établies par les soins de l'Office National Météorologique, nous avons été conduits aux remarques suivantes :

1° L'épaisseur réduite de l'ozone atmosphérique est liée à l'origine de l'air. Ainsi les arrivées d'air polaire (22 juillet, 1er août, 10 août) correspondent aux fortes épaisseurs (0,25; 0,24; 0,27 cm). Ce fait avait déjà été constaté à Abisko, Laponie suédoise (lat. 68°20′) par Barbier, Chalonge et Vassy [3]. Nous voyons donc que, même à 33° de latitude, l'air d'origine polaire conserve sa richesse en ozone. D'autre part, aux arrivées d'air saharien (19 juillet, 4 août) correspondent les plus faibles épaisseurs (0,16; 0,12 cm).

2° La plus basse température moyenne observée (— 49°C.) correspond

[3] *Comptes rendus*, **201**, 1937, p. 787.

à de l'air saharien très nettement caractérisé; les autres valeurs que nous avons pu obtenir, qui sont notablement plus élevées, correspondent toutes à de l'air polaire. Un effet de ce genre avait déjà pu être aperçu sur les mesures d'Abisko ([4]). D'après nos connaissances sur la température de la stratosphère aux diverses latitudes, ces différentes observations s'expliquent parfaitement.

Récemment, Mironovitch et Viaut ([5]) ont observé, en dépouillant des radiosondages, que les invasions troposphériques d'air polaire s'accompagnent également de perturbations de température dans la basse stratosphère. Nous voyons que cette perturbation se prolonge jusqu'à l'altitude du centre de gravité de l'ozone.

3° La stagnation de l'air polaire à la latitude du Maroc se traduit par une diminution lente et régulière de l'épaisseur réduite accompagnée d'une décroissance progressive de la température moyenne. Ainsi du 22 au 26 juillet, l'épaisseur passe de 0,295 à $0^{cm},175$ et la température diminue.

4° Il semble exister un certain décalage entre l'arrivée d'air au sol et dans la stratosphère (à l'altitude du centre de gravité de l'ozone). Ainsi entre le 1er et le 2 août, deux jours avant l'arrivée au sol d'air saharien, il se produit une diminution notable de l'épaisseur réduite de l'ozone. Ceci pourrait s'expliquer par le profil de la masse d'air qui arrive.

Remarquons enfin qu'au cours des périodes de transition (19 juillet, 5 août, 11 août) il n'est pas possible de donner une température moyenne précise, celle-ci variant avec chaque spectre au cours de la journée; l'épaisseur varie également de façon irrégulière et la valeur donnée n'est qu'une moyenne.

Ceci fait supposer que, ces jours-là, l'ozone arrive d'une façon discontinue, comme par vagues.

Cet ensemble de résultats met en évidence l'intense circulation des grandes masses d'air stratosphériques et montre qu'elles peuvent conserver leurs caractéristiques originelles pendant un certain temps. L'ozone, par la mesure de son épaisseur réduite et de sa température moyenne, constitue donc un moyen commode pour suivre ces déplacements.

([4]) Barbier, Chalonge et Vassy, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 1665.
([5]) *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 866.

PALÉOBOTANIQUE. — *L'histoire forestière post-glaciaire en Basse-Normandie d'après l'analyse pollinique des tourbières.* Note de M. **Georges Lemée**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Les tourbières de Normandie n'ayant encore fait l'objet d'aucune analyse pollinique, nous en avons entrepris l'étude à ce point de vue. Elle a porté sur les tourbières suivantes : les Barres et le Coudray à la Grande-Trappe (Orne), le Grais (Orne, deux tourbières), Chicheboville près Caen (Calvados), « marais » de Gorges (Manche), tourbe littorale d'Urville-Hague (Manche). En outre, un échantillon de tourbe provenant d'un sondage dans les alluvions de l'estuaire de l'Orne à Bénouville, à la cote —13^{m}, a été analysé.

D'après ces documents, l'histoire de la silve post-glaciaire normande comporte les phases suivantes.

1. *Phase du pin* (Bénouville, la Trappe, Chicheboville) : le pin silvestre dominant est accompagné d'un pin à gros pollen (après action de la potasse à 10 pour 100 bouillante pendant 20 minutes) qui paraît être *Pinus montana* Mill. Parmi les essences feuillues, le bouleau existe seul, très rare, à Bénouville; on trouve en outre le noisetier, l'orme et le chêne à la Trappe et Chicheboville, dans des tourbes sans doute plus récentes.

2. Une *phase du noisetier et de la chênaie mixte* (chêne dominant, orme subordonné) s'établit en même temps que la pineraie régresse : maximum de 92 pour 100 du noisetier et de 83 pour 100 du chêne à la Trappe apparition de l'aulne.

3. La régression rapide du noisetier ouvre une *phase de la chênaie mixte* avec chêne dominant, orme en diminution rapide et apparition de *Tilia cordata* Beck; pin et bouleau très rares; aulne en multiplication rapide.

4. Le croisement des courbes croissante de l'aulne et décroissante du chêne marque le début d'une *phase de l'aulne et du chêne;* la forte dominance du premier (jusqu'à 92 pour 100) est due au peuplement des tourbières par des aulnaies, confirmée par l'abondance dans la tourbe de bois d'aulne et de spores de fougères sciophiles. Mais, parmi les essences mésophiles, le chêne demeure dominant, avec abondance du noisetier en sous-bois ou dans les clairières. Le seul accident notable de cette longue phase est une poussée légère du bouleau et du noisetier vers son milieu; après cette poussée, le hêtre et le charme apparaissent, très rares.

5. Le développement du hêtre à une époque récente nous permet de reconnaître une dernière *phase de l'aulne, du chêne et du hêtre.* L'ensemble

des autres essences progresse aux dépens de l'aulne par suite du déboisement partiel des tourbières sous l'influence humaine.

L'absence du pollen de sapin nous permet de conclure que cette essence a fait défaut en Basse-Normandie pendant tout le post-glaciaire, et dans le nord du Perche, où elle est considérée comme indigène par certains auteurs, au moins jusqu'à l'époque de l'apparition du hêtre (les diagrammes de la Trappe s'arrêtent à cette époque) : *le sapin de Normandie n'est pas une relique glaciaire.*

La comparaison de cette histoire forestière avec celle des territoires voisins étudiés montre une grande analogie générale avec les plaines du nord-ouest de l'Allemagne, des Pays-Bas et de l'Angleterre, où le bouleau est cependant plus abondant dans toutes les phases.

La synchronisation des phases forestières post-glaciaires de Normandie avec les périodes climatiques de Blytt-Sernander peut être établie par la comparaison avec les régions voisines. Les phases du pin et du noisetier qui marquent en Europe moyenne l'*époque boréale*, sont contemporaines des mêmes phases en Normandie, ou légèrement postérieures. Elles ont partout été précédées en Europe par une phase du bouleau (périodes subarctique et préboréale) que nous n'avons pas observée ici. La phase de la chênaie mixte marque le climat doux et humide de la *période atlantique*. La phase de l'aulne et du chêne semble s'étendre sur une partie de la *période atlantique*, la *période subboréale* et le début de la *période subatlantique*; le maximum relatif du bouleau en son milieu paraît contemporain de celui du bouleau-pin observé en Angleterre dans la période subboréale. L'extension du hêtre, caractérisant en Normandie la dernière phase, est subatlantique.

Dans l'échelle stratigraphique du Quaternaire, la phase du pin se situe au début de la transgression flandrienne (*Flandrien inférieur*), comme le montre la tourbe de base des alluvions de l'Orne à Bénouville.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur l'évolution des noyaux des cellules internodales de* Chara fœtida. Note [1] de M. **Jean Motte**, présentée par M. Alexandre Guilliermond.

On a depuis longtemps signalé, chez les Characées, la structure particulière des noyaux des cellules internodales. Mais les modifications inter-

---

[1] Séance du 5 décembre 1938.

venant au cours de leur évolution n'ont pas été décrites. Les indications fournies par les auteurs ne concernent, en effet, que les cellules internodales situées au voisinage de l'extrémité végétative, et par conséquent très jeunes. Elles négligent les stades suivants. La raison en est simple. Les techniques de fixation et d'inclusion, relativement aisées à appliquer aux extrémités végétatives sont, au contraire, d'une grande difficulté quand il s'agit des entre-nœuds à cause des dimensions inusitées des cellules qui les constituent. On peut pourtant tourner cette difficulté en mettant précisément en œuvre cette dernière caractéristique. Les dimensions des cellules permettent, en effet, de les vider de leur contenu et d'étudier ce dernier à la manière d'un frottis. Dans ces conditions les rapports réciproques des constituants cellulaires ne sont évidemment pas respectés, mais leur structure particulière n'est en rien modifiée et la chose se vérifie tout particulièrement à l'égard du noyau. J'ai tenté de suivre ainsi la destinée du nucléole et celle du matériel chromatique au cours de l'évolution des éléments nucléaires internodaux.

Technique. — Elle diffère selon que l'on veut suivre l'un ou l'autre de ces constituants.

Dans le premier cas les entre-nœuds sont vidés de leur contenu sur une lame. La goutte ainsi obtenue est fixée sur des vapeurs de formol, puis colorée au bleu de toluidine de Sabrazès et différenciée à l'éosine alcoolique. Les nucléoles se colorent électivement en bleu.

Dans le deuxième cas la réaction nucléale de Feulgen, seule acceptable, ne peut être envisagée qu'après fixation dans le sublimé, dans l'alcool ou dans un mélange de ces deux réactifs (Schaudinn). La solution saturée de sublimé m'a donné les meilleurs résultats. J'y ai fixé les filaments en totalité. L'expression du contenu cellulaire et la réalisation du frottis interviennent alors après la fixation. La coloration s'ensuit selon le procédé bien connu de Feulgen, suivi d'un traitement pour le vert lumière.

Évolution du nucléole. — Le noyau quiescent de la cellule apicale (coupe fixée au Bataillon et colorée au bleu de toluidine, *fig.* 5) est relativement gros. Son nucléole, arrondi, présente des aires vacuolisées. Dès que les cellules internodales sont formées, ou, en d'autres termes, dès que les noyaux ont définitivement perdu toute activité cinétique, les nucléoles se multiplient. Ils ont alors des aspects variés, globuleux ou en bâtonnets irréguliers (*fig.* 6). On notera que, de très bonne heure, leur masse totale paraît se fixer et demeurer constante par rapport à la masse nucléaire. En d'autres termes, ils ne se multiplient que dans la mesure où se multiplient

les noyaux qui les renferment. Mais leur disparition est relativement précoce. Elle se manifeste à peu près au niveau du quatrième entre-nœud apparent à partir du point végétatif, c'est-à-dire au moment où les cellules internodales ont atteint leur longueur définitive. Cette disparition est brutale. A peine peut-on, dans les entre-nœuds suivants, déceler dans quelques noyaux, d'infimes granulations teintées par le bleu de toluidine et qui disparaissent à leur tour. Les noyaux sont alors uniformément colorés en rose par l'éosine (*fig.* 7).

Ce n'est que vers le neuvième entre-nœud qu'apparaissent, dans certains



noyaux, de nouveaux éléments colorés par le bleu de toluidine. Ce sont des plages situées d'abord à une extrémité ou aux deux extrémités de l'aire nucléaire (*fig.* 8) et pouvant en définitive occuper la totalité de celle-ci. Il s'agit selon toute vraisemblance d'éléments en rapport avec la désorganisation du noyau et, en tout cas, sans rapport avec les nucléoles.

Évolution de la chromatine. — Le noyau quiescent de la cellule apicale (coupe fixée au Schaudinn et colorée au Feulgen) renferme un nucléole à réaction nucléale négative dans lequel on retrouve la structure vacuolaire décrite ci-dessus. La chromatine est alors présente dans le noyau en quantité très faible, sous forme de granulations souvent à peine visibles, réparties sur un réseau de filaments achromatiques. Dès le moment où les cellules internodales se différencient, et par conséquent, pendant que les nucléoles se multiplient, les granulations chromatiques deviennent plus évidentes, plus nombreuses aussi, en même temps que le réseau chromatique s'efface (*fig.* 1). Dès lors la chromatine remplit le noyau d'un contenu granuleux abondant. Les nucléoles colorés en bleu pâle, s'effacent ici encore vers le quatrième entre-nœud (*fig.* 3), et c'est encore vers le neuvième entre-nœud que réapparaissent des plages vacuoliformes affines au vert lumière, analogues à celles que met en évidence le bleu de toluidine (*fig.* 4).

Tant que les noyaux sont apparents, la chromatine demeure semblable à

elle-même en forme et en quantité, et cela quelle que soit la forme des noyaux. A peine peut-on noter, dans certains de ces éléments appartenant aux toutes dernières cellules internodales (vers le quatorzième entre-nœud), une confluence partielle des granulations chromatiques qui donnent alors, sur le fond régulier normal, l'aspect des masses peu nombreuses aux contours irréguliers (*fig.* 2).

MYCOLOGIE. — *Recherches écologiques sur les Acrasiées* Polysphondylium pallidum *Olive*, Polysphondylium violaceum *Bref.*, Dictyostelium mucoroides *Bref.* Note de Mme **Irène Michalska** et de M. **François-Xavier Skupieński**, présentée par M. Alexandre Guilliermond.

Nos recherches portent sur trois espèces, *Polysphondylium pallidum* Olive, *Polysphondylium violaceum* Bref. et trois formes de *Dictyostelium mucoroides* Bref. A, B et C.

Nous avons étudié l'influence du substratum et de sa réaction chimique, de la température, de l'oxygène, de la lumière, de l'humidité et de certains facteurs biologiques sur les dites Acrasiées.

Comme la forme ainsi que la grandeur des spores et des sporanges présentent parfois de larges modifications sur le même substratum, nous nous sommes décidés d'apprécier la valeur de celui-ci d'après l'abondance des fructifications.

La composition du substratum possède une influence décisive sur la forme et la vitesse de développement des fructifications. Différents milieux de cultures ont été utilisés au cours de nos recherches : la gélose au moût de bière, à la maltose, à la peptone, au glycocolle, à l'asparagine et à la tyrosine, la gélose au bouillon de carotte et de pomme de terre, ainsi que la carotte et la pomme de terre seules. Le moût de bière, la carotte, la pomme de terre constituent les meilleurs milieux nutritifs. Parallèlement à ces bons substratums, nous avons utilisé les substratums maigres, composés de sels minéraux (Knop) à la gélose et des extraits d'humus également à la gélose. Nous avons constaté que chaque espèce exige pour son développement normal des conditions spéciales.

1. Les sporanges de *Polysphondylium pallidum* apparaissent vers le 6-7e jour après l'ensemencement des spores et ils se forment le mieux sur gélose au moût de bière à 2 pour 100. Les sporanges de *Polysphondylium violaceum* se forment habituellement 4 jours après l'ensemencement des

spores et leur développement optimal a lieu sur gélose au moût de bière à 8 pour 100.

En ce qui concerne les trois formes de *Dictyostelium mucoroides*, plus la concentration du moût de bière est grande, mieux ils se développent et leurs sporanges se forment 4-6 jours après l'ensemencement des spores.

Sur le substratum gélosé, additionné d'acides aminés, les deux *Polysphondyliums* ne se développent pas du tout, malgré le bon développement de bactéries. *Dictyostelium mucoroides* donne, par contre, sur l'asparagine à 1 pour 100 et sur la peptone aux différents pourcentages des sporanges chétifs, dont les spores n'ont aucun pouvoir germinatif.

2. Le deuxième facteur important dans le développement des Acrasiées est la réaction des substratums. Le pH optimum pour les fructifications est : 7,3 pour *Polysphondylium pallidum*, 7,2 pour *P. violaceum* et 6-8 pour *Dictyostelium mucoroides*. Il faut tout de suite faire la remarque que ces pH sont établis automatiquement par les bactéries, étant donné que le pH du substratum avant l'ensemencement des spores était partout 6,4.

3. La température réagit sensiblement sur la marche du développement de toutes les Acrasiées, ainsi que sur la qualité de leurs fructifications. Ainsi l'optimum pour toutes les espèces est entre 18° et 20° C.

Le froid retarde la germination des spores, mais les cultures gelées à la température de — 5° et transportées ensuite à la température de 18°-20° C. donnent des sporanges plus grands et plus forts.

La température de + 40° C. tue complètement les spores de toutes Acrasiées, mais elle ne tue pas les bactéries qui supportent de plus fortes températures.

La température de 30°-35° tue également les spores de deux *Polysphondylium*, tandis qu'à la même température *Dictyostelium mucoroides* B et C fructifient normalement et *D. mucoroides* A fournit des sporanges fortement modifiés.

4. Les Acrasiées sont de vrais aérobies. Quand on empêche l'accès libre de l'air aux cultures, celles-ci ne fructifient pas. Les cultures montées dans des tubes longs, mais étroits ou hermétiquement bouchés au coton, ne fournissent pas non plus de résultats positifs ou donnent tout au moins des fructifications faibles et modifiées.

5. La lumière paraît également avoir une certaine influence sur le développement de toutes les Acrasiées. Les cultures de *Polysphondylium violaceum* et de *Dictyostelium mucoroides* A, B et C gardées dans l'obscurité complète fournissent de bonnes fructifications. Celles de *Polysphondylium*

pallidum ne fournissent, au contraire, aucun résultat malgré un bon développement de bactéries.

6. L'humidité est un facteur très important dans le développement des Acrasiées. *Polysphondylium pallidum* fructifie habituellement sur la partie solide du substratum, tandis que *Polysphondylium violaceum* préfère le substratum plus riche en eau; il fructifie même à la surface de l'eau de condensation. Quand on cultive ces deux espèces ensemble, *Polysphondylium pallidum* fructifie toujours dans la partie supérieure (donc la moins humide) du substratum, tandis que *Polysphondylium violaceum* fructifie dans la partie inférieure (donc la plus riche en eau) du substratum.

Les trois formes de *Dictyostelium mucoroides* fructifient sur toutes les parties du substratum; les sporanges sont uniformément disposés aussi bien dans la partie supérieure de la plaque de gélose, que dans sa partie inférieure et même à la surface de l'eau condensée.

7. En présence de certaines moisissures, comme par exemple *Penicillium glaucum* et *Cladosporium herbarum*, dont les spores sont introduites en même temps que les spores des Acrasiées, *Polysphondylium* vit mal, tandis que les *Dictyostelium* présentent une plus forte résistance et fructifient même quand toute la surface du substratum est couverte par ces champignons.

MYCOLOGIE. — *Sur la formation de l'asque de* Nematospora Coryli, *après un phénomène sexuel*. Note [1] de Mlle **Jane Manuel**, présentée par M. Alexandre Guilliermond.

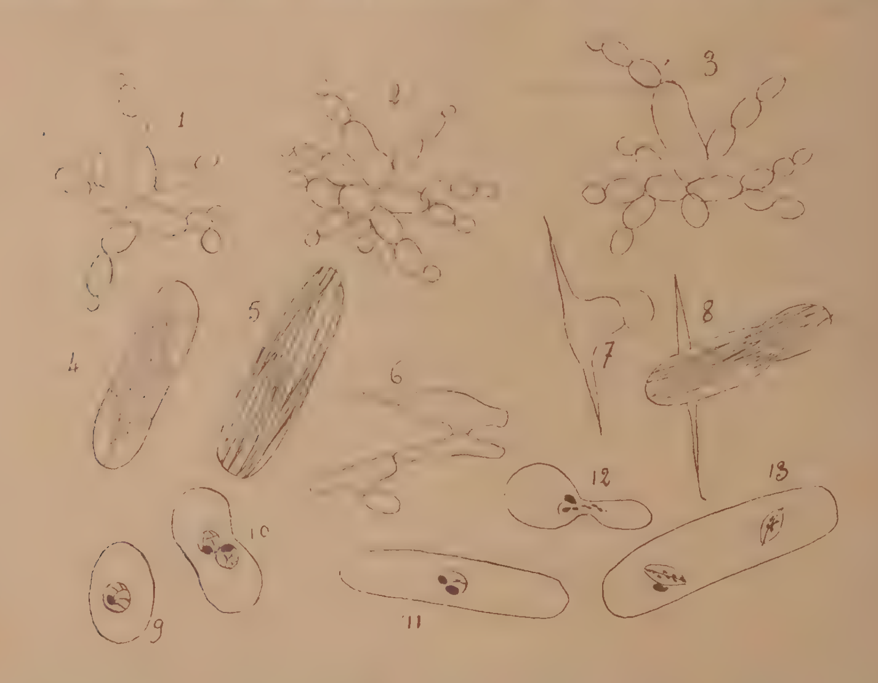
L'étude du *Nematospora Coryli*, découvert dans les noisettes par Peglion, a été reprise et complétée par Guilliermond [2]. Néanmoins, le développement de cette espèce n'apparaissant pas suffisamment clair, nous avons repris son étude : celle-ci nous a amenée à constater que si les asques peuvent se former par parthénogénèse, comme l'avait constaté Guilliermond, ils résultent souvent aussi d'une conjugaison analogue à celle dont Schneider et Wingard avaient supposé l'existence dans d'autres *Nematospora : N. Phaseoli et Lycopersici*.

Sur moût de bière gélosé, en chambre humide, ce Champignon donne

(1) Séance du 5 décembre 1938.

(2) *Rev. gén. Bot.*, 40, 1928, p. 690.

des cellules-levures, de tailles très diverses, et des formations mycéliennes (*fig.* 6). Les cellules, quelles que soient leurs tailles, sont des formes haploïdes, toutes capables de se conjuguer. Certaines offrent un bourgeonnement spécial observé par Guilliermond et analogue à celui du genre *Saccharomycodes*. C'est souvent entre ces dernières que s'opère la conjugaison : celle-ci s'observe généralement entre les deux avant-dernières cellules provenant de ce bourgeonnement (*fig.* 1, 2 et 3). Les gamètes



sont accolés l'un à l'autre (*fig.* 1) et séparés par une cloison transversale qui ne tarde pas à se résorber (*fig.* 2 et 3). Pendant la conjugaison ou lorsque ce phénomène est achevé, le bourgeon terminal peut donner de nouveaux bourgeons. Souvent, un assez grand nombre de zygotes arrêtent leur développement et ne se transforment pas en asques, mais si l'on ajoute un peu de milieu nutritif dans la chambre humide, le développement se poursuit et l'on voit se former les ascospores. Les asques se développent rapidement aux dépens des zygotes et forment huit ascospores allongées dont une extrémité est en pointe et l'autre pourvue d'une sorte de pseudoflagelle (*fig.* 4 et 5). Les premières ascospores formées germent souvent dans le milieu où elles se trouvent. Parfois, elles se

gonflent seulement et se transforment directement, sans bourgeonnement préalable, en un nouvel asque parthénogénétique, ainsi que l'a constaté Guilliermond : en ce cas, l'asque conserve les deux pointes de l'ascospore dont il dérive. Il arrive aussi que l'ascospore, une fois gonflée, donne un bourgeon avec lequel elle se conjugue pour donner un zygote qui se transforme en un asque (*fig.* 7 et 8). Ces phénomènes, qui se produisent dans les milieux épuisés, consistent en un raccourcissement du développement : ils expliquent sans doute que Wingard ait pu décrire, dans le *Nematospora Phaseoli*, des conjugaisons se produisant avant la formation de l'asque et d'autres entre les ascospores, au moment de leur germination.

Les préparations fixées et colorées montrent que les cellules ont un gros noyau, renfermant un nucléole et un réseau chromatique (*fig.* 9), qui, pendant le bourgeonnement, se divise par une mitose assez difficile à suivre (*fig.* 12). Lors de la conjugaison, les deux noyaux haploïdes, réunis dans la zygote, se fusionnent (*fig.* 10) et le noyau diploïde qui en résulte offre d'abord deux nucléoles (*fig.* 11). Ce noyau subit ensuite trois mitoses successives qui s'effectuent selon le mode décrit par Guilliermond dans cette même espèce, c'est-à-dire par une mésomitose tout à fait comparable à celle que l'on observe chez les Ascomycètes supérieurs : on voit se former, au milieu du noyau, qui conserve sa paroi, un fuseau achromatique au milieu duquel se groupent les chromosomes sous forme de petits grains dont il est impossible de compter le nombre (*fig.* 13). Le nucléole persiste pendant tout le phénomène.

Il résulte donc de nos recherches que le *N. Coryli* offre un développement tout à fait semblable à celui des Levures du genre *Zygosaccharomyces* et des Endomycoïdées. Ce développement est d'ailleurs le même que celui décrit par Chatton [1] dans le *Coccidiascus Legeri*, considéré par cet auteur comme voisin du genre *Nematospora*, et dans lequel l'asque résulte aussi d'une conjugaison isogamique. Ces faits nous amènent donc, avec Schneider, Wingard et Guilliermond, à ranger les espèces du genre *Nematospora* parmi les Levures et à les classer avec Mme Stelling Dekker dans la tribu des Nématosporoïdées, comprenant aussi le genre *Coccidiascus* et appartenant à la famille des Endomycétacées. Nos recherches confirment, en même temps, l'opinion de Guilliermond qui sépare complètement le genre *Nematospora* des genres *Ashbya* et *Eremothecium*.

---

[1] *C. R. Soc. Biol.*, 75, 1913, p. 117.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *De la répartition du manganèse et du fer dans les frênes et les ormes de la province de Québec.* Note de MM. **Paul Riou** et **Gérard Delorme**, présentée par M. Paul Lebeau.

Nous avons étendu aux frênes et aux ormes les recherches déjà effectuées sur les érables [1]. Nos déterminations se rapportent à 14 frênes et 12 ormes prélevés dans des endroits éloignés les uns des autres, afin de tenir compte de toutes les conditions de croissance.

Les méthodes colorimétriques utilisées ont déjà été indiquées antérieurement [2]. Les nombres figurant dans les tableaux donnés plus loin correspondent à la matière séchée à l'étuve et représentent des moyennes d'analyses d'individus différents.

Frênes. — Trois espèces ont été examinées : le frêne blanc (*Fraxinus americana*), le frêne noir (*Fraxinus nigra*) et le frêne rouge (*Fraxinus pennsylvanica*), arbres calcicoles s'accommodant bien cependant d'un sol neutre.

Teneur en cendres.

Fraxinus	*americana.*	*nigra.*	*pennsylvanica.*
Écorce	6,41	5,20	6,81
Aubier	0,53	0,47	0,52
Cœur	0,64	0,65	0,26
Rameaux	2,50	2,27	2,65
Feuilles	8,72	7,93	8,28

On constate que le pourcentage des cendres varie de la même façon pour les trois frênes.

Répartition du fer et du manganèse dans les différentes parties des frênes.

Fraxinus...	*americana.*		*nigra.*		*pennsylvanica.*	
	Fer.	Manganèse.	Fer.	Manganèse.	Fer.	Manganèse.
Écorce	0,0078	0,0096	0,0099	0,0028	0,0239	0,0022
Aubier	0,0015	traces [3]	0,0027	traces [3]	0,0009	0,0000
Cœur	0,0016	traces [3]	0,0021	0,0000	0,0013	0,0000
Rameaux	0,0055	0,0027	0,0051	0,0017	0,0052	0,0019
Feuilles	0,0195	0,0094	0,0110	0,0042	0,0166	0,0029

(1) P. Riou et G. Delorme, *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 300.

(2) Hormisdas, *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 1925.

(3) Un seul échantillon sur cinq n'en contenait que des traces.

La teneur en fer des trois espèces est relativement élevée et celle du manganèse très faible; dans chaque espèce, l'aubier et le cœur ne contiennent que très peu de cet élément, ce qui paraît être en relation avec la nature calcaire du sol, qui en diminuerait la facilité d'assimilation, ainsi que l'ont d'ailleurs reconnu divers auteurs (4) à (8).

L'*Acer negundo* (9) se distingue nettement des autres érables par sa teneur en manganèse et semble plutôt se rapprocher des frênes. En effet, le pourcentage de manganèse est très bas dans chacun des organes et le cœur, de même que l'aubier, n'en renferment que des traces. Il est curieux de rapprocher ces constatations des opinions divergentes des botanistes dont certains se demandent « s'il s'agit d'un érable à feuilles de frêne ou d'un frêne à fruit d'érable » (10).

Le fer et le manganèse se trouvent en abondance dans les parties actives de l'arbre, les feuilles et les rameaux, ainsi que dans l'écorce où ces métaux semblent s'accumuler.

Ormes. — Les déterminations ci-dessous se rapportent à trois espèces d'ormes : l'orme blanc (*Ulmus americana*), l'orme à grappes (*Ulmus racemosa*) et l'orme rouge (*Ulmus fulva*). Ce sont des arbres calcicoles.

Teneur en cendres.

Ulmus.................	*americana.*	*racemosa.*	*fulva.*
Écorce...............	8,39	11,35	10,42
Aubier..............	0,80	0,83	0,71
Cœur...............	0,79	1,40	0,92
Rameaux............	3,30	6,37	2,33
Feuilles............	12,59	9,85	12,94

Le cœur de l'orme à grappes est plus riche en cendres que celui des autres espèces étudiées, à l'exception de l'*Acer negundo*.

(4) B. E. Gilbert, *R. I. Agr. Expt. Sta. Bull.*, **246**, 1934, p. 5-15.
(5) P. L. Gile, *Science*, n. ser., **44**, 1916, n° **1146**, p. 855-857.
(6) C. Schollenberger, *Soil Science*, **25**, 1928, p. 351-358.
(7) G. W. Leeper, *Nature*, **134**, 1934, 972-973.
(8) C. Olsen, *Bioch. Z.*, **269**, 1934, p. 329-348.
(9) P. Riou et G. Delorme, *Comptes rendus*, **207**, 1938, p. 300.
(10) R.-F. Marie-Victorin, *Flore laurentienne*, p. 394.

Teneur en fer et en manganèse.

Ulmus...	*americana.*		*racemosa.*		*fulva.*	
	Fer.	Manganèse.	Fer.	Manganèse.	Fer.	Manganèse.
Écorce...	0,0145	0,0030	0,0160	0,0065	0,0107	0,0029
Aubier...	0,0048	0,0009	0,0011	0,0000	0,0022	0,0005
Cœur....	0,0022	0,0002	0,0013	0,0000	0,0040	0,0001
Rameaux.	0,0068	0,0020	0,0054	0,0033	0,0057	0,0012
Feuilles..	0,0245	0,0039	0,0100	0,0039	0,0245	0,0020

On doit remarquer que les cendres des ormes étudiés sont très pauvres en manganèse, ce qui confirmerait la limite de l'assimilation du manganèse par la plante en sol calcaire.

On constate encore ici une présence plus grande du fer et du manganèse dans les parties actives de l'arbre (feuilles et rameaux).

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Variations des réactions aux lésions superficielles en fonction de leur surface* (*fruits d'*Iris pallida *Lam.*). Note de M. **Roger Ulrich**, présentée par M. Marin Molliard.

Les fruits d'*Iris pallida* cicatrisent normalement leurs blessures au laboratoire lorsqu'on place leur pédoncule dans l'eau. Des observations antérieures ont montré que les réponses aux traumatismes dépendent de conditions multiples dont les plus importantes sont le degré hygrométrique et la température de l'air, la forme de la blessure (plane ou anfractueuse), la nature des tissus lésés ([1]). Pour rechercher si la surface des lésions intervient dans la cicatrisation il faut donc que, pour tous les organes en observation, ces conditions soient comparables.

Les fruits utilisés avaient atteint leur taille maxima (45 à 55^{mm} de long), mais ils étaient encore verts et charnus. Les blessures, de surface plane, étaient effectuées au rasoir tangentiellement sur le côté des fruits. Nous examinerons seulement ici l'influence de la surface de la lésion sur la perte d'eau et sur l'évolution des tissus cicatriciels.

A. *Perte d'eau.* — La série correspondant aux résultats ci-contre

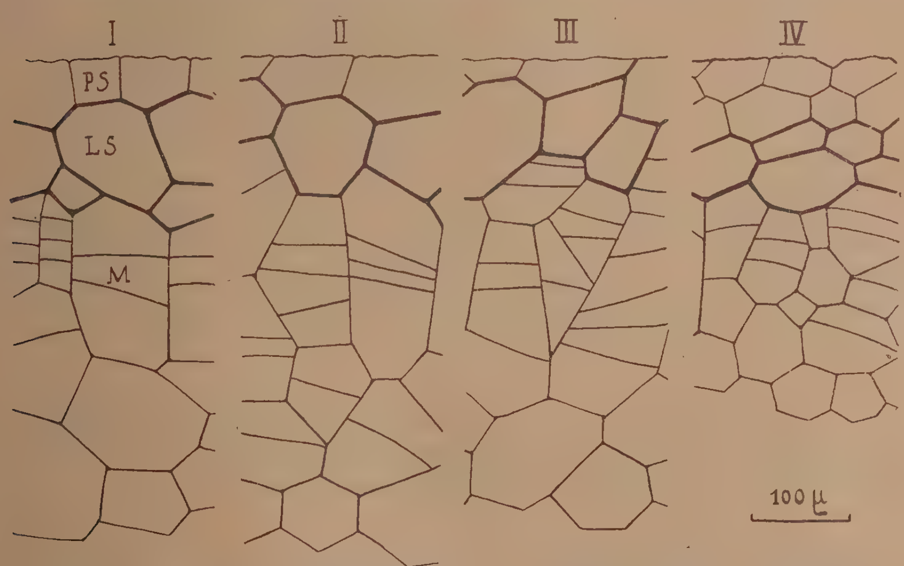
([1]) Ces observations, ainsi que d'autres auxquelles il est fait allusion plus loin, ont été exposées en détail (R. Ulrich, *Réactions des fruits aux blessures expérimentales, Thèse Sc. Nat.*, Paris, 1936, et *Rev. gén. Bot.*, 48, 1936, p. 354).

comportait cinq fruits alimentés en eau et placés à l'obscurité dans une étuve réglée à 20° : la section du pédoncule était rafraîchie chaque jour. Le témoin non blessé a perdu pendant l'expérience de 66 à 33^{cg} d'eau par jour. Les fruits blessés, numérotés de I à IV, portaient des lésions dont la surface est inscrite dans le tableau qui suit. Les résultats concernant la perte d'eau ont été obtenus par pesée.

Excédents de transpiration par rapport au témoin (en cg. par 24 heures).

	I (6,4 cm²)		II (4,6 cm²)		III (2,7 cm²)		IV (0,8 cm²)	
	total.	par cm².	total.	par cm².	total.	par cm².	total.	par cm².
1er jour	188	29	96	20	86	31	72	90
2e »	136	21	81	17	64	23	48	60
3e »	139	21	84	18	68	25	48	60
4e »	139	21	81	17	67	24	50	62
5e »	133	20	83	18	57	21	45	61
6e »	141	22	72	15	55	20	38	47

Ce tableau montre que *la perte d'eau augmente rapidement avec l'étendue*



Tissus cicatriciels de 4 fruits d'Iris correspondant à ceux du tableau ci-dessus. Les prélèvements ont été effectués dans la région centrale de la lésion, 6 jours après le traumatisme.

des blessures. En faisant provisoirement abstraction du fruit n° IV, on peut remarquer qu'il y a à peu près proportionnalité entre ces deux grandeurs.

Chaque élément de lésion subit donc la même déshydratation, mais le transit d'eau à travers le fruit entier augmente beaucoup avec la surface de la blessure. On peut en outre noter que la transpiration journalière diminue au cours de l'expérience; ce fait s'explique facilement par la différenciation des tissus cicatriciels peu perméables. Quant au fruit n° IV du tableau précédent, il n'est pas exactement comparable aux autres. Les très petites blessures n'affectent en effet que les tissus superficiels; or chez l'Iris, l'épiderme et les tissus chlorophylliens sous-jacents réagissent moins énergiquement aux blessures que le parenchyme plus profond.

B. *Tissus cicatriciels.* — On sait que sous les blessures planes la cicatrisation des parenchymes s'effectue en plusieurs étapes correspondant à l'apparition successive des formations suivantes de plus en plus profondes: parenchyme sacrifié (*fig.* I, PS), lame ligno-subéreuse (LS), méristème (M) engendrant du liège et du phelloderme. L'observation de nombreuses cicatrices, dont quelques-unes sont figurées ci-dessus, montre que, *du point de vue anatomique, les réactions des fruits isolés varient peu avec la surface des blessures;* il y a une légère atténuation des réactions sous les très grandes lésions, mais on observe encore des divisions actives et des modifications des membranes lorsque le fruit a subi trois larges ablations tangentielles sur ses faces latérales. On peut donc supposer que les besoins matériels des fruits en cours de cicatrisation sont faibles; il leur faut surtout de l'eau pour compenser les pertes par évaporation. Remarquons enfin que la grande analogie des tissus cicatriciels formés sous des lésions perdant la même quantité d'eau par unité de surface vient compléter les observations antérieures sur la cicatrisation en milieu plus ou moins humide: tous ces faits tendent à prouver que les échanges d'eau jouent un rôle essentiel dans la différenciation des tissus de blessure.

CHIMIE AGRICOLE. — *Nature et composition de la matière organique des phosphates de l'Afrique du Nord. Étude du phosphate de Gafsa.* Note de MM. **Victor Vincent** et **Pierre Boischot**, présentée par M. Maurice Javillier.

Nos recherches ont été faites sur les phosphates noduleux grisâtres de Gafsa qui sont les plus colorés. Les grains phosphatés qui les constituent, colorés du jaune au jaune rougeâtre (rouille), abandonnent un revêtement organique sous l'action de l'acide chlorhydrique étendu. La matière orga-

nique isolée, traitée par l'acide sulfurique iodé, donne la coloration bleue de la cellulose (de même la tourbe); séparée, elle reste en suspension en milieu aqueux et prend l'aspect des coagulums d'humus; elle est partiellement soluble dans les alcalins et précipite, comme les solutions d'humus, par neutralisation ou mieux en présence de l'acétate de plomb; sa capacité en chaux est équivalente à celle de l'humus des sols. Sa teneur en azote l'apparente aux tourbes et aux matières organiques des terres acides, mais elle en diffère par une richesse plus élevée en extractifs éthérés, plus acides, et par un peu plus de phosphore organique. Elle ne renferme aucun tissu végétal ou animal, même en voie de destruction, et, tout au moins dans les échantillons examinés ici, ne semble pas retenir de diatomées.

Composition pour 100 *de matière organique* (sans cendres).

Azote	2,89
P^2O^5 du phosphore organique	0,05
Extrait éthéré	12,10
Extrait alcoolique	2,75
Acidité exprimée en SO^4H^2 de l'extrait éthéré	3,08
Acidité exprimée en SO^4H^2 de l'extrait alcoolique	0,32
Humus soluble dans la soude à 2 pour 1000	2,07
Capacité totale en CaO	7,03
CaO correspondant à l'acidité des extraits	1,94
Capacité en CaO de la matière organique humifiée	5,09

En résumé, la coloration des phosphates sédimentaires est due à un dépôt, à la surface de leurs grains, de matière organique humifiée d'origine végétale, à laquelle s'est associée de la matière organique animale; celle-ci se manifeste par l'abondance de l'extrait éthéré acide et un surplus de phosphore organique. Les transformations organiques d'humification semblent s'être accomplies en milieu aquatique comme le laisse entendre l'analogie de composition avec les tourbes des terres acides.

Le calcaire en excès qui accompagne ces phosphates a été apporté lors de dépôts géologiques ultérieurs; le pH de ces phosphates débarrassés de leur gangue calcaire correspond à la neutralité.

ZOOLOGIE. — *Sur* Sphæractinomyxon danicœ *n. sp.*, *Actinomyxidie parasite d'un Oligochète du lac d'Ochrida*. Note de M. **Jivoïn Georgevitch**, présentée par M. Maurice Caullery.

Les recherches récentes sur la faune du lac d'Ochrida ont mis en évidence beaucoup de formes relictes tertiaires, surtout parmi les Gastéropodes et les Oligochètes. Ce phénomène, presque unique dans la faune paléarctique, rappelle la faune du lac Baikal, étudiée jadis par Dybowski. J'ai eu l'idée de chercher parmi les formes rélictes d'Oligochètes, des Actinomyxidies, et j'en ai trouvé, en août dernier, une espèce nouvelle dans l'intestin d'un *Eiseniella* lacustre. Ces vers, de couleur brun marron ou gris marron, atteignant 10-15^{cm} de longueur, sont parasités dans la proportion de 1 sur 20 à 30. L'infection ne peut être reconnue de l'extérieur; quand elle existe, elle est ordinairement si intense que l'épithélium intestinal paraît remplacé par une couche de parasites. Très souvent la cavité de l'intestin est remplie de kystes. Dans les infections encore plus intenses, les parasites se rencontrent dans la couche des cellules chloragogènes, et même au delà dans le cœlome, l'épithélium intestinal étant détruit; les coupes montrent alors la dégénérescence de la couche musculaire. Les vers ainsi infectés périssent bientôt en libérant les parasites, et, comme l'espèce est grégaire, l'infestation se propage aisément.

La position systématique de ces Sporozoaires reposant sur la structure des spores, c'est celle-ci dont il va être question ; la sporulation est du type mono-, ou di-, ou polysporée, le premier étant assez fréquent, le second assez rare, le troisième le plus fréquent. Sur le vivant, les kystes nombreux sont sensiblemeut sphériques, formant des vésicules claires, limitées par une membrane mince. On y distingue 8 sphères à paroi nette et assez réfringente, à contenu clair. Ce sont les spores ; elles sont serrées par pression réciproque. Au pôle tourné vers le centre du kyste, la spore présente trois vésicules très réfringentes, piriformes; ce sont les capsules polaires, contenant un filament enroulé. Le reste de la spore est moins réfringent. Les cellules valvaires des spores ne présentent de prolongements d'aucune sorte. Sur des frottis colorés à l'hématoxyline ferrique, on voit le détail de la constitution des cellules d'enveloppe, des capsules polaires et du sporoplasme à nombreux sporozoïtes. Les spores mesurent 30$^{\mu}$ de longueur sur 25$^{\mu}$ de largeur; les capsules polaires atteignent 12$^{\mu}$. Chaque

sporocyste renferme ordinairement 8 spores, mais quelquefois 3, 4 ou 6 seulement. Le pôle antérieur de la spore est plus ou moins étiré, d'où un aspect piriforme. Dans l'intérieur des capsules polaires, on voit un filament sidérophile; chaque cellule capsulogène a un noyau plus ou moins volumineux suivant l'âge de la spore. Ces noyaux et les noyaux valvaires ne sont plus visibles sur les spores mûres. Les jeunes spores, vues par le pôle, montrent trois cellules valvaires et trois capsules polaires, le tout disposé suivant une symétrie ternaire. Je n'ai pas essayé d'obtenir la dévagination

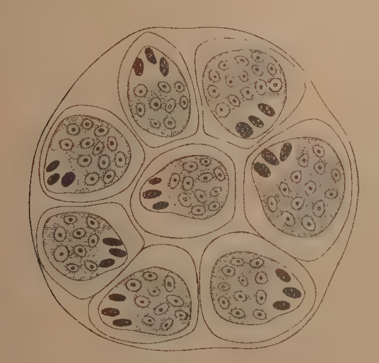


Fig. 1. — Sporocyste à huit spores.

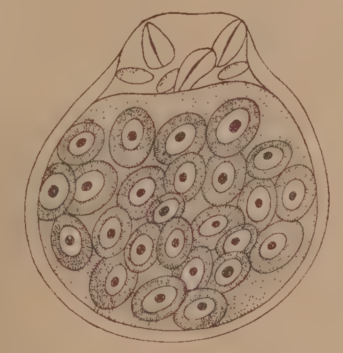


Fig. 2. — Une spore, très grossie.

des filaments spiraux des capsules polaires. D'après Caullery et Mesnil, chez *Spæractinomyxon stolci*, ces filaments sont épais et courts.

Le sporoplasme, sans inclusions, montre d'abord 8 noyaux, puis 16, 24 et même 32. Ces noyaux sont diploïdes et offrent 4 chromosomes lors de leur division. Par la concentration du protoplasme autour de ces noyaux, se délimitent des sporozoïtes arrondis de 5 à 7^{μ}, avec un gros caryosome dans un halo, entouré de cytoplasme finement granuleux.

Par ces caractères et surtout par l'absence de prolongements valvaires, cette Actinomyxidie se range dans le genre *Sphæractinomyxon* Caullery et Mesnil. Son habitat et ses caractères morphologiques en font une espèce nouvelle *Sph. danicæ* dont voici la diagnose :

Spores groupées par 8 *dans un sporocyste, sphéroïdales ou légèrement piriformes, sans prolongements valvaires. Sporoplasme à* 32 *noyaux ou sporozoïtes. Dimensions de la spore*, $30^{\mu}:24^{\mu}$, *dont* 12^{μ} *pour les capsules polaires. Parasite d'* Eiseniella sp. *du lac d'Ochrida.*

PHARMACODYNAMIE. — *Sur les effets hypotenseurs et sympathicolytiques majeurs de l'hydrocinchonidine.* Note de M. **Raymond-Hamet**, présentée par M. Paul Portier.

La découverte du pouvoir sympathicolytique majeur de l'aricine, alcaloïde qui a été extrait d'un Quinquina, le *Cinchona Pelletieriana* Weddell, mais dont la constitution moléculaire est encore totalement inconnue [1], nous a incité à rechercher si un tel pouvoir n'appartient pas aussi à quelques-uns des alcaloïdes que leur formule chimique rapproche très étroitement de celle de la quinine. Nous avons été amené ainsi à constater que l'hydrocinchonidine est un sympathicolytique majeur, c'est-à-dire inverse parfaitement les effets hypertenseurs de l'adrénaline.

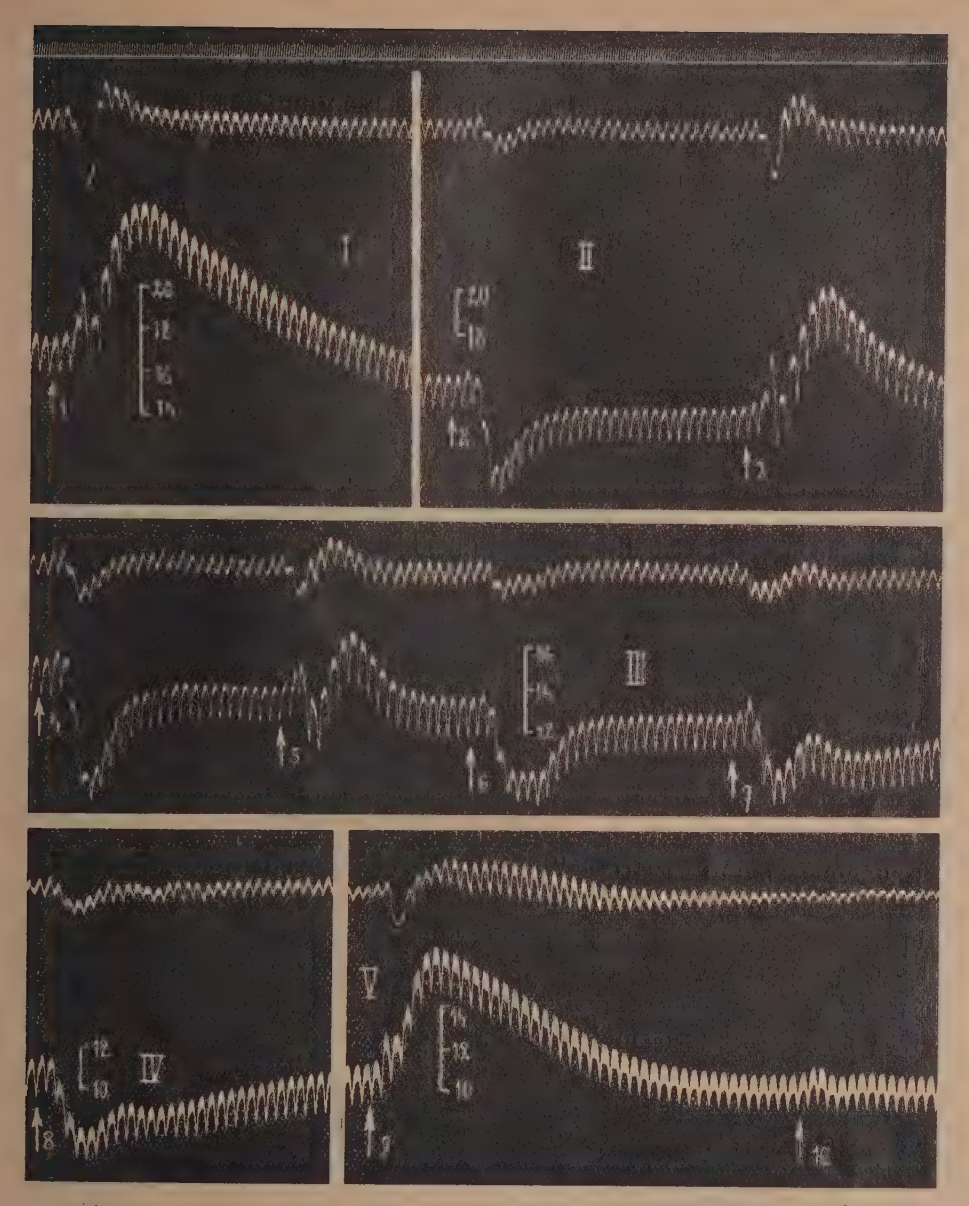
Dans l'expérience dont le tracé est reproduit ici, la pression carotidienne, après injection de $0^{mg},01$ d'adrénaline, s'était élevée de 176 à 198^{mm}, puis, après être redescendue à 187^{mm}, était montée à 240^{mm}, soit à 64^{mm} de Hg au-dessus de son niveau initial. Le rein avait réagi à cette injection par une très nette vasoconstriction avec abolition du pouls rénal.

Après une injection de $2^{mg},5$ de sulfate d'hydrocinchonidine par kilogramme, qui, après avoir abaissé la pression carotidienne de 160 à 118^{mm}, l'avait laissée pendant assez longtemps au niveau de 146^{mm}, l'administration de la même dose d'adrénaline qu'au début de l'expérience avait fait passer cette pression de 147 à 174^{mm}, à 154^{mm}, puis à 204^{mm}, c'est-à-dire ne l'avait plus élevée que de 57^{mm} de Hg, en même temps qu'elle n'avait plus provoqué qu'une vasoconstriction rénale amoindrie.

Après une seconde injection, celle-ci de 5^{mg} de sulfate d'hydrocinchonidine par kilogramme, l'adrénaline, à la même dose qu'auparavant, a d'abord haussé la pression carotidienne de 141 à 152^{mm} puis, après l'avoir abaissée à 137^{mm}, l'a amenée à 165^{mm}, soit à 24^{mm} de Hg seulement au-dessus de son niveau initial; le rein n'a plus réagi que par une légère et passagère vasoconstriction et par une faible diminution de son pouls.

Quand l'animal eut reçu une troisième injection de sulfate d'hydrocinchonidine, celle-ci de 10^{mg} par kilogramme, la pression carotidienne, en réponse à une dose d'adrénaline égale aux précédentes, s'éleva de 130 à 137^{mm}, s'abaissa à 104^{mm}, se haussa à 121^{mm}, s'abaissa à 112^{mm} puis revint peu à peu au voisinage de son niveau initial, cependant que le rein ne

(1) Raymond-Hamet, *Bull. de l'Acad. de Méd.*, 3e série, **120**, 1938, p. 35-42.



Expérience du 3 août 1938. Chien ratier à poils ras, de 13^kg^, anesthésié par le chloralose (14^cg^ par kg), bivagotomisé au cou et soumis à la respiration artificielle. 1re ligne : temps en secondes. 2e, 4e et 6e lignes : variations du volume du rein enregistrées par l'oncographe d'Hallion et Comte par nous modifié. 3e, 5e et 7e lignes : modifications de la pression carotidienne enregistrées au moyen du manomètre à mercure. Aux points marqués par les flèches, on a injecté, dans la saphène : en 1, 3, 5, 7, 8 et 10, $0^{mg},01$ d'adrénaline ; en 9, $0^{mg},10$ d'adrénaline ; en 2, $32^{mg},50$; en 4, 65^{mg} ; en 6, 130^{mg} de sulfate d'hydrocinchonidine. Enfin, entre les tracés IV et V, l'animal a reçu, en outre, $292^{mg},5$ de sulfate d'hydrocinchonidine. Tracés réduits des 4/10.

manifestait plus qu'une très faible vasoconstriction initiale sans modification de son pouls.

Enfin quand l'animal eut reçu au total 40^{mg} de sulfate d'hydrocinchonidine par kilogramme, la pression carotidienne réagit à la toujours même dose d'adrénaline en s'abaissant de 117 à 84^{mm}, après quoi elle remonta assez rapidement à 95^{mm}, puis, après s'être infléchie à 93^{mm}, s'éleva lentement et progressivement jusqu'à son niveau initial.

Ayant alors injecté à l'animal une dose 10 fois plus forte d'adrénaline, la pression carotidienne s'éleva de 113 à 169^{mm}, cependant que le rein montrait une vasoconstriction marquée avec abolition du pouls. Quand la pression fut revenue au voisinage du niveau où elle se trouvait avant qu'on n'ait fait agir cette dose forte d'adrénaline, l'injection de $0^{mg},01$ de cette substance, qui avait auparavant provoqué une hypotension de 33^{mm} de Hg, ne modifia plus de façon marquée ladite pression qu'elle fit seulement osciller de 110 à 114^{mm}, puis à 109^{mm}, à 111^{mm} et à 109^{mm}.

PHYSIQUE BIOLOGIQUE. — *Coefficient d'aimantation et signe électrique des solutions d'hématine et d'acéthémine.* Note de Mlle **Paulette Berthier**, présentée par M. Charles Achard.

1° *Mesures magnétiques.* — Ayant disposé de très beaux échantillons d'acéthémine (appelée aussi acétylhémine) et d'hématine préparés suivant la méthode de MM. Piettre et Vila [1] et mis aimablement à notre disposition par M. Maurice Piettre, nous avons étudié leurs propriétés magnétiques au moyen de la balance magnétique de Curie et Chéneveau munie des derniers perfectionnements apportés par Chéneveau et d'un montage, réalisé par nous, dans lequel la rotation de l'aimant est produite par l'intermédiaire d'un démultiplicateur actionné à la main permettant d'obtenir une rotation à la fois très lente et très régulière.

L'hématine et l'acéthémine ont été dissoutes dans une solution de soude N/10; les coefficients d'aimantation de l'hématine et de l'acéthémine ont été obtenus par la comparaison des susceptibilités magnétiques relatives aux solutions de ces corps et à la solution de soude utilisée comme solvant par application de la loi d'additivité. Les mesures ont fourni les résultats suivants :

	Hématine.	Acéthémine.
k........	$+1,17.10^{-6}$	$+1,83.10^{-6}$

(1) *Comptes rendus*, 141, 1905, p. 734 et 1401.

Des mesures analogues faites sur un échantillon d'hémoglobine préparée par M. Maurice Piettre et étudiée également en solution déci-normale de soude ont fourni $k = + 0,56 . 10^{-6}$.

2° *Signe électrique.* — Les mesures d'électrophorèse effectuées sur les solutions d'hématine et d'acéthémine dans la soude déci-normale n'ont donné aucun résultat net par suite de la forte conductibilité que la présence de soude communique aux solutions.

Nous avons pu obtenir des indications très nettes sur le signe des deux matières colorantes en solution sodique par des mesures d'ascension capillaire dans des bandes de papier à filtrer faites sur des solutions de concentration en hématine où acéthémine égales à 1g pour 1000. Les expériences ont été réalisées suivant les précautions indiquées par M. Boutaric ([2]) dans une atmosphère saturée d'humidité; on a relevé à divers instants t les hauteurs d'ascension h de la matière colorante et H du milieu solvant de manière à pouvoir calculer les quotients h/H.

Les expériences ont été faites sur la solution d'hématine ou d'acéthémine dans la soude déci-normale (A), sur la même solution dans laquelle un quart de la soude avait été neutralisé par ClH (B), et enfin sur une solution dans laquelle la soude avait été totalement neutralisée par ClH (C); toutes ces solutions renfermaient 1g d'hématine ou d'acéthémine par litre de solution.

Les résultats des mesures sont indiqués dans le tableau ci-dessous.

	A.			B.			C.		
t.	h.	H.	h/H.	h.	H.	h/H.	h.	H.	h/H.
				Solutions d'hématine.					
15 min....	7,8 cm	8,5	0,917	6,9	8,5	0,817	5,4	8,5	0,635
30 min....	10,7	12,1	0,884	9,5	12,0	0,790	7,6	12,2	0,622
45 min....	12,6	14,7	0,857	11,4	14,7	0,777	9,0	15,3	0,589
1 heure...	14,9	17,0	0,823	12,95	17,0	0,761	10,3	17,5	0,588
				Solutions d'acéthémine.					
15 min....	7,8	8,3	0,939	7,3	8,7	0,839	5,5	8,5	0,658
30 min....	10,8	11,8	0,915	10,0	12,5	0,800	8,0	12,3	0,650
45 min....	13,0	15,4	0,903	12,3	15,5	0,794	10,0	15,4	0,649
1 heure...	14,7	17,0	0,864	14,1	17,7	0,797	11,0	17,0	0,647

([2]) A. BOUTARIC, *Journal de Chimie physique*, **32**, 1935, p. 618; *Bulletin de la Soc. de Chimie biologique*, **17**, 1935, p. 1522; **18**, 1936, p. 1147 et 1817; *Annales de la Soc. scientifique de Bruxelles*, **57**, 1937, p. 39.

Les valeurs obtenues pour h/H sont voisines de l'unité et comparables à celles que fournissent dans les mêmes conditions les matières électronégatives comme l'éosine (après une ascension de 15 minutes on obtient $h/H = 0{,}709$) et très différentes de celles qui caractérisent les matières électropositives comme le bleu de méthylène pour lequel les valeurs de h/H sont toujours très inférieures à l'unité (après une ascension de 15 minutes on obtient $h/H = 0{,}180$). On peut en conclure que dans les solutions envisagées l'hématine et l'acéthémine sont électrisées négativement, le caractère électronégatif s'atténuant à mesure qu'on neutralise la soude, mais conservant son signe.

PHYSICOCHIMIE BIOLOGIQUE. — *La reviviscence de fibres musculaires vitrifiées dans l'air liquide.* Note de MM. **Basile Luyet** et **Grégoire Thoennes**, présentée par M. Louis Lapicque.

L'eau d'un colloïde aqueux cristallise lorsque sa température descend au-dessous de zéro; mais, si l'on expose le colloïde lorsqu'il est encore liquide, à des températures beaucoup plus basses, par exemple, en le plongeant, en couches minces, dans l'air liquide, il prend l'état vitreux (1). Nous avons montré que le protoplasme de cellules végétales vitrifiées n'est pas désorganisé et n'a pas perdu ses propriétés osmotiques (2), tandis que le protoplasme des cellules gelées est mort. Dans cette Note nous présentons les résultats d'expériences similaires faites sur le tissu musculaire strié de grenouille.

Un tronçon mesurant environ 1^{cm} de long et 3^{mm} de diamètre est découpé longitudinalement dans un des muscles de la cuisse de l'animal (*Rana pipiens*). Au moyen de deux pinces fines appliquées à une des extrémités du tronçon, on divise ce dernier en deux faisceaux longitudinaux. L'un des faisceaux résultants est divisé, à son tour, en deux et ainsi de suite jusqu'à ce qu'on arrive à un faisceau contenant 5 à 10 fibres. Celui-ci est alors déposé transversalement sur les deux dents d'une fourchette en fil métallique mince, distantes de 5^{mm} environ, où il adhère. Les extrémités du faisceau qui dépassent sont coupées avec de fins ciseaux à dissection. La préparation est alors plongée dans l'air liquide (—190° environ) où elle

(1) B. Luyet, *Biodyn.*, 29, 1937, p. 1.
(2) B. Luyet et G. Thoennes, *Science*, 88, 1938, p. 284.

reste quelques secondes, puis elle est plongée brusquement dans une solution de Ringer à 20° destinée à la réchauffer rapidement et à l'empêcher de cristalliser lorsqu'elle traverse la zone de températures dangereuse (de 0° à —15° environ). Après une minute, le faisceau, avec une petite goutte de la solution de Ringer, est transporté sur une lame porte-objet et celle-ci est déposée sur la platine du microscope. Le courant d'une bobine d'induction est ensuite lancé dans le faisceau. On observe alors que quelques fibres, souvent la plupart des fibres présentes, se contractent.

En comparant les résultats ainsi obtenus avec ceux donnés par des faisceaux témoins, on se rend compte qu'en général le traitement par l'air liquide ou le réchauffement qui le suit diminuent légèrement la vivacité de la réaction chez plusieurs fibres.

Si, au lieu de plonger les préparations dans la solution de Ringer après leur immersion dans l'air liquide, on les laisse se réchauffer lentement à l'air, on n'obtient généralement aucune réaction. Cependant, dans quelques cas, nous avons noté une réponse qui, quoique faible, était évidente. S'agit-il de fibres qui échappent au gel, à cause peut-être de la dessiccation qui se produit naturellement pendant les manipulations préparatoires ? Ou y a-t-il d'autres facteurs, encore inconnus, qui influencent la résistance des faisceaux musculaires exposés, sous de faibles épaisseurs, aux basses températures ? Nous ne saurions le dire pour le moment.

Une immersion de 5 heures dans l'air liquide nous a donné les mêmes résultats qu'une immersion de 2 secondes.

Il est intéressant de remarquer qu'il n'a jamais été nécessaire de déshydrater au préalable le muscle pour rendre les fibres résistantes à l'épreuve de l'air liquide.

CHIMIE PHYSIOLOGIQUE. — *Mode de formation et constitution du rouge de scatol urinaire*. Note de MM. **Maurice Rangier** et **Pierre de Traverse**, présentée par M. Alexandre Desgrez.

Nous avons démontré [1] que, dans la réaction du rouge de scatol (qui consiste à traiter l'urine par de l'acide chlorhydrique en présence d'un oxydant léger, ClO^3K à 5 pour 1000), la coloration rouge soluble dans

---

(1) *Comptes rendus*, **207**, 1938, p. 1073.

l'alcool amylique prenait naissance aux dépens de l'urochrome. Nous nous sommes demandé quel était son mode de formation aux dépens de ce pigment.

Dans ce but, après avoir préparé de l'urochrome, purifié par dialyse, pour lui enlever les dérivés indoxyliques (indoxyl-sulfates et indoxyl-glycuronates) qui auraient pu éventuellement être retenus par le noir et élués par l'ammoniaque, nous avons opéré comme suit :

Après avoir hydrolysé avec 2 pour 100 d'acide sulfurique au bain-marie pendant 30 minutes environ, une solution aqueuse concentrée d'urochrome, nous avons laissé refroidir l'hydrolysat qui a été ensuite épuisé dans une boule à décantation par un égal volume d'éther ordinaire. A la fin de l'opération, la couche surnageante éthérée est colorée en jaune, tandis que la couche sous-jacente a pris une coloration rouge brun foncé. L'évaporation de l'éther d'épuisement, après décantation, donne d'abondants cristaux jaunes, solubles dans l'eau et dans l'alcool. La solution aqueuse possède une belle fluorescence jaune et par évaporation donne des cristaux jaunes fondant à 85°. Le produit obtenu se résinifie facilement, les solutions chlorhydriques rougissent au contact de l'air, surtout à chaud et le colorant rouge est soluble dans l'alcool amylique et l'alcool éthylique; il est presque insoluble dans l'eau. Le colorant est identique au rouge de scatol préparé en partant de l'urochrome ou de l'urine. De plus, si l'on ajoute à la solution aqueuse quelques gouttes de perchlorure de fer, on obtient une coloration bleue intense.

Les cristaux jaunes, provenant de l'hydrolyse de l'urochrome et solubles dans l'éther, sont de l'indoxyle ou β-oxyindol de formule

```
          CH
    HC ⁄     ╲ C ————————— C.OH
     |         ‖           ‖
    CH         C ╲       ⁄ CH
          CH         NH
```

En présence de perchlorure de fer, il se forme du bleu d'indigo ou indigotine

$$C^6H^4\left\langle{CO \atop NH}\right\rangle C=C\left\langle{CO \atop NH}\right\rangle C^6H^4,$$

mais, en milieu chlorhydrique et par oxydation lente (²), il se forme de

(²) L. Maillard, *Comptes rendus*, 132, 1901, p. 990.

l'indirubine

$$C^6H^4\left\langle\begin{matrix}CO\\NH\end{matrix}\right\rangle C=C\left\langle\begin{matrix}C^6H^4\\CO\end{matrix}\right\rangle NH.$$

Notons que l'indirubine obtenue se polymérise rapidement (³) pour donner des produits extrêmement condensés, brun chocolat, insolubles dans l'eau, dans l'alcool éthylique et l'alcool amylique. Les produits de condensation sont très stables et difficilement hydrolysables. Par l'action des lessives alcalines bouillantes, nous n'avons pu revenir au noyau de l'indoxyle; on sent cependant d'une façon très nette au cours de cette opération l'odeur de jasmin caractéristique de l'indol. La stabilité de ces substances rouges ne nous avait pas permis d'en déterminer la nature, en opérant sur le *rouge de scatol* extrait par l'alcool amylique d'une grande quantité d'urine; mais nous avions déjà remarqué au cours de nos essais d'hydrolyse par les alcalis (potasse et soude) l'odeur pénétrante de jasmin du noyau indolique. La facilité avec laquelle se polymérise le produit d'extraction amylique, ne nous avait donné aucun résultat concluant par l'analyse spectrale.

Il résulte de cet ensemble de faits que le mode de formation du rouge de scatol urinaire peut s'expliquer ainsi : l'urochrome, pigment jaune des urines normales, corps soufré, contient dans sa chaîne polypeptidique le noyau de l'indoxyle. Sous l'influence de l'acide chlorhydrique, il y a hydrolyse du pigment, avec mise en liberté progressive d'indoxyle, qui s'oxydant lentement donne naissance à de l'indirubine, soluble dans l'alcool amylique. Le chromogène est l'urochrome et le colorant est de l'indirubine et non du rouge de scatol. La substance rouge ou indirubine se polymérise rapidement, pour donner des dérivés brun chocolat insolubles dans l'eau, l'alcool amylique et l'alcool éthylique.

En résumé, le colorant rouge de scatol, uroroséine, uromélanine, uroérythrine, purpurine, urohématine, est de l'indirubine. Il prend naissance aux dépens du noyau indoxylique de l'urochrome, pigment jaune des urines normales par hydrolyse chlorhydrique et oxydation lente, par les oxydants légers (ClO^3K à 5 pour 1000) ou par l'oxygène de l'air.

(³) L. Maillard, *Comptes rendus*, 134, 1902, p. 470.

IMMUNOLOGIE. — *Sur des méthodes de production rapide et intensive des antitoxines diphtérique et tétanique chez le cheval.* Note de M. **Gaston Ramon**, présentée par M. Louis Martin.

Divers progrès ont été réalisés, depuis une douzaine d'années, en ce qui concerne l'obtention, chez le cheval, des sérums antidiphtérique et antitétanique. Ces progrès ont trait plus particulièrement *a.* à l'utilisation de chevaux possédant, préalablement à leur hyperimmunisation, un certain degré d'immunité spécifique soit à la suite de l'immunisation naturelle (immunité antidiphtérique), soit grâce à l'immunisation artificielle (au moyen de la vaccination antitétanique) ([1]); *b.* à l'emploi pour l'hyperimmunisation, d'anatoxines diphtériques et tétaniques de valeur antigène intrinsèque relativement élevée; *c.* à la mise en œuvre de substances adjuvantes de l'immunité, par exemple le tapioca, le chlorure de calcium, ajoutées à l'anatoxine avant son injection sous la peau du cheval ([2]).

Mettant à profit ces progrès, nous avons, ces derniers temps, chercher à perfectionner encore nos techniques afin d'obtenir, aussi rapidement que possible, une production abondante soit de l'antitoxine diphtérique, soit de l'antitoxine tétanique.

Antitoxine diphtérique. - Nous avons utilisé, chez les 13 chevaux appartenant à une première série, une technique analogue à celle dont nous nous servions antérieurement; 7 injections sous-cutanées de doses progressivement croissantes : 20^{cm^3}, 50, 100, 150, 250, 350 et 400^{cm^3}, soit au total 1320^{cm^3} d'anatoxine diphtérique (40 unités) additionnée de tapioca. Ces 7 injections étaient administrées en l'espace de 24 jours. Les sérums recueillis lors de la saignée faite 33 jours après le début de l'hyperimmunisation titraient en moyenne 1250 unités, les titres extrêmes allant de 500 à 2100 unités.

Pour les 10 chevaux d'une deuxième série, la durée de l'hyperimmunisation a été la même que pour la série précédente, mais il n'a été fait que 6 injections : 20^{cm^3}, 50, 100, 150, 250 et 400^{cm^3}, soit 970^{cm^3} d'anatoxine

---

([1]) G. Ramon, *Comptes rendus*, **191**, 1930, p. 1303; G. Ramon et P. Descombey, *Annales Institut Pasteur*, **41**, 1927, p. 834; *C. R. Soc. Biol.*, **105**, 1930, p. 1202; G. Ramon et E. Lemétayer, *C. R. Soc. Biol.*, **106**, 1931, p. 21.

([2]) G. Ramon, *Comptes rendus*, **181**, 1925, p. 157; *Annales Institut Pasteur*, **47**, 1931, p. 359.

additionnée de tapioca. Le titre moyen des sérums prélevés chez ces animaux, 33 jours après le commencement de l'hyperimmunisation, était de 1125 unités, les titres extrêmes variant de 350 à 2800 unités.

Enfin les 12 chevaux d'une troisième série ont été soumis, comme dans la seconde, à 6 injections d'anatoxine + tapioca : 20^{cm^3}, 50, 100, 150, 250 et 400^{cm^3}, mais en l'espace de 18 jours au lieu de 24 et les dosages pratiqués dans les sérums récoltés chez ces animaux, 27 jours seulement après la première injection d'anatoxine au tapioca, ont montré que la valeur antitoxique de ces sérums oscillait entre 550 et 2400 unités, la valeur moyenne étant de 1250 unités.

Il résulte de l'ensemble des renseignements et des résultats apportés et particulièrement de ceux qui concernent le troisième essai, que l'on peut obtenir, en un temps plus ou moins réduit, une production régulière et très abondante d'antitoxine diphtérique (1200 unités en moyenne pour les trois séries). Signalons, à titre de comparaison, qu'avant l'emploi de l'anatoxine et des substances adjuvantes de l'immunité le titre moyen des sérums antidiphtériques n'excédait guère 400 unités et cela après une période d'immunisation qui, avec les méthodes anciennes, durait de 2 à 3 mois et comportait l'injection de nombreuses doses d'antigène représentant au total de 2 à 3 litres.

Antitoxine tétanique. — Dix chevaux vaccinés contre le tétanos, une ou plusieurs années auparavant, au moyen de deux ou trois doses (10^{cm^3}) d'anatoxine tétanique (au tapioca) reçoivent, sous la peau, en l'espace de 4 semaines, 7 injections : 20^{cm^3}, 60, 100, 150, 250, 350, 450^{cm^3}, soit en totalité 1380^{cm^3} d'antigène tétanique additionné de tapioca. La première récolte de sérum est faite 8 jours après la dernière injection, soit 5 semaines après la première. D'après les dosages effectués, le titre des sérums était compris entre 1600 et 10000 unités, il atteignait en moyenne 4000 unités. Il y a 12 ans, il fallait de 4 à 6 mois, une vingtaine d'injections au moins pour obtenir des sérums antitétaniques dont la valeur moyenne était inférieure à 300 unités.

Ainsi, grâce aux progrès successivement réalisés, il est possible d'obtenir, à l'heure actuelle, en un temps fort court, en utilisant une faible quantité d'antigène, des sérums antidiphtériques et antitétaniques de valeur antitoxique élevée. En dehors des avantages économiques qu'elle comporte, l'obtention de tels sérums présente un réel intérêt pour les applications thérapeutiques. Ces sérums facilitent, en effet, le traitement spécifique tout en accroissant ses chances de succès. De plus, en ce qui concerne par

exemple la séro-prévention d'urgence du tétanos chez le blessé, l'emploi de sérum antitétanique sous forme d'une véritable solution d'antitoxine ne renfermant qu'une proportion minime de protéine sérique, qui peut être réduite encore par la purification, diminue les risques d'accidents sériques.

BACTÉRIOLOGIE. — *De l'influence favorisant la croissance bactérienne par l'introduction préalable de vitamines* B 1 *et* B 2 *combinées et à doses variées, dans le milieu de culture.* Note [1] de MM. **Auguste Sartory, Jacques Meyer** et **Dominique Schmutz.**

Nous avons examiné [2] le rapport entre la dose d'une vitamine employée séparément et la quantité de bactéries initialement ensemencées, en contrôlant l'activation de la croissance bactérienne. En continuant nos expériences nous avons étudié l'influence sur l'activation de la croissance bactérienne par l'introduction dans les milieux de culture de *vitamines* B 1 *et* B 2 *combinées* et à doses variées.

Toutes ces expériences ont été effectuées au moyen de $0^{cm^3},1$ d'émulsion bactérienne initialement ensemencée.

Nous apportons dans le tableau suivant quelques-uns de nos résultats néphélométriques des expériences effectuées sur l'activation de la croissance bactérienne par l'*emploi combiné* de vitamines B 1 et B 2 à doses variantes :

			Dose des vitamines.					Dose des vitamines.			
		B 1...	5γ.	0γ,5.	0γ,05.	0γ,005.		0γ,05.	0γ,05.	0γ,05.	0γ,05.
Heures.	Témoin.	B 2...	5γ.	0γ,5.	0γ,05.	0γ,005.	Témoin.	5γ.	0γ,5.	0γ,05.	0γ,005.
24....	6,0		8,0	6,0	6,0	8,0	8,5	12,0	11,0	10,75	11,25
48....	14,0		11,0	15,0	17,0	14,0	16,5	17,5	18.5	17,25	17,00
72....	19,0		25,0	21,0	19,0	21,0	22,25	24,0	22.25	21,25	22,75

En étudiant ces résultats nous constatons que les deux vitamines combinées ont en général une influence favorable sur la croissance des bactéries. Une faible action inhibitrice du mélange des deux vitamines ne peut être constatée que le troisième jour de culture dans les essais entrepris au moyen de plus petites doses de vitamines.

Ce qui nous frappe le plus c'est que la vitamine B 2 à la dose de 5γ, intro-

[1] Séance du 5 décembre 1938.

[2] *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 1069.

duite dans le milieu renfermant les différentes concentrations de vitamine B1, occasionne toujours une croissance optima le troisième jour de culture. Ceci semble aussi contradictoire avec nos constatations antérieures au moyen de la vitamine B2 employée séparément. Nous avions en effet constaté que celle-ci avait un effet activant sur la croissance bactérienne seulement à des doses inférieures à $0^{\gamma},05$.

On pourrait donc admettre que la bactérie utilise pour son développement initial en premier lieu la vitamine B1; au cours de ce processus de multiplication une partie seulement de la vitamine B2 disparaît. Le troisième jour le restant de cette vitamine B2 agit seul comme activateur de la croissance, étant donné qu'à ce moment elle existe seule et en quantité très petite, se rapprochant de la dose optima déterminée dans nos essais antérieurs sur la vitamine B2 employée séparément. Nous n'avons cependant pas le droit de conclure dès à présent de ce fait que 5^{γ} constituent la dose optima pour la vitamine B2 dans les essais combinés.

De l'ensemble de nos expériences il résulte que la vitamine B1 est à recommander comme principal activateur de la croissance bactérienne. La vitamine B2 ne semble pouvoir servir d'activateur qu'en combinaison avec la vitamine B1. La vitamine B2 seule semble n'avoir une action stimulante sur le développement bactérien qu'à des doses infiniment petites (plus petites que $0^{\gamma},05$).

Il serait intéressant de rechercher dans quelles concentrations les deux vitamines provoquent ensemble une croissance optima : des investigations ultérieures devront résoudre ce problème.

Des constatations analogues aux nôtres ont été obtenues par Freedmann et Funk ([3]) au moyen d'un autolysat de levure. Les deux auteurs ont séparé l'action simultanée de la vitamine B1 et B2 par extraction fractionnée au moyen de la terre à foulon.

MICROBIOLOGIE. — *Étude sur le croît microbien en fonction de la quantité de substance nutritive des milieux de culture.* Note ([1]) de M. **Jean Régnier** et M[lle] **Suzanne Lambin**, transmise par M. Vito Volterra.

Afin de connaître l'influence exercée par la quantité de substance nutritive sur la rapidité et sur l'intensité du croît microbien, nous avons étudié

([3]) *Proceed. of Soc. f. exp. Biol. a. Med.*, **19**, 1921, p. 198.

([1]) Séance du 5 décembre 1938.

quantitativement la multiplication d'un colibacille cultivé à 37°, dans des solutions contenant des quantités variables de peptone bactériologique (peptone pepsique de fibrine).

Les milieux employés, ajustés à pH 7,2, contenaient, pour 1000$^{cm^3}$, une quantité fixe de NaCl (5^g), et les quantités variables de peptone suivantes : 0^g; 0^g,001; 0^g,005; 0^g,020; 0^g,050; 0^g,100; 0^g,250; 0^g,500; 1^g; 2^g,50; 5^g; 10^g et 20^g.

On ensemençait, par centimètre cube, une quantité aussi constante que possible de germes, dénombrés au départ par la méthode de numération microscopique indirecte de Wright et Fries [1], puis on comptait, par la méthode des plaques de gélose [2], les germes *repiquables* présents dans 1$^{cm^3}$ de culture, aux heures 0 (ensemencement), 2, 4, 6, 8, 24, 30, 48, puis aux jours 3, 5, 8 et 15.

Nous donnons dans le tableau suivant, pour chaque concentration de peptone, la moyenne des résultats obtenus dans deux essais au minimum.

Nombre de germes par centimètre cube.

Age des cultures.	Concentrations du milieu en peptone (grammes, pour 1000$^{cm^3}$).						
	0^g.	0^g,001.	0^g,005.	0^g,020.	0^g,050.	0^g,100.	0^g,250.
0 heure...	450 000	448 000	530 000	392 500	412 000	540 000	500 000
2 » ...	60 000	380 000	530 000	381 500	441 500	890 000	820 000
4 » ...	23 000	536 000	901 000	625 000	2 055 000	11 100 000	12 900 000
6 » ...	16 000	780 000	1 535 000	2 020 000	5 195 000	23 600 000	33 100 000
8 » ...	6 600	1 335 000	**3 000 000**	4 710 000	7 195 000	25 660 000	51 030 000
24 » ...	4 000	**1 775 000**	2 920 000	12 900 000	**17 150 000**	**35 800 000**	**70 000 000**
30 » ...	1 930	1 610 000	1 930 000	**16 700 000**	14 100 000	20 500 000	28 400 000
48 » ...	670	810 000	287 500	8 750 000	3 815 000	18 475 000	23 800 000
72 » ...	450	275 000	120 000	1 200 000	850 000	7 760 000	18 000 000
5 jours....	–	18 400	47 300	–	–	–	–
8 »	–	–	–	–	–	460 000	–
15 »	–	–	–	–	–	180 000	–
21 »	–	–	–	–	–	–	–

(1) J. Régnier et L. Neipp, *Bull. Sc. Pharmacol.*, 41, 1934, p. 152.
(2) J. Régnier et S. Lambin, *Bull. Sc. Pharmacol.*, 41, 1934, p. 7.

Age des cultures.	Concentrations du milieu en peptone (grammes, pour 1000^{cm^3}).					
	$0^{g},500$.	1^{g}.	$2^{g},50$.	5^{g}.	10^{g}.	20^{g}.
0 heure...	450 000	485 000	245 000	258 000	380 000	241 000
2 » ...	1 260 000	800 000	441 000	435 000	630 000	380 000
4 » ...	44 300 000	28 900 000	21 020 000	22 325 000	39 800 000	12 880 000
6 » ...	81 900 000	67 500 000	74 250 000	91 450 000	139 000 000	64 440 000
8 » ...	112 000 000	126 600 000	104 166 500	129 700 000	191 000 000	176 660 000
24 » ...	121 000 000	**214 000 000**	183 500 000	149 250 000	243 000 000	332 500 000
30 » ...	**134 000 000**	206 000 000	211 250 000	303 000 000	255 000 000	**380 600 000**
48 » ...	55 600 000	162 000 000	**286 000 000**	**348 000 000**	**363 500 000**	300 000 000
72 » ...	43 000 000	88 000 000	151 500 000	199 200 000	295 000 000	298 500 000
5 jours....	17 000 000	45 000 000	92 100 000	52 800 000	89 000 000	75 000 000
8 »	7 436 000	21 200 000	25 000 000	14 600 000	31 000 000	33 500 000
15 »	2 980 000	–	–	2 795 000	6 300 000	34 600 000
21 »	–	–	–	–	260 000	–

Multiplication du colibacille, à $+37^{o}$, dans un milieu liquide contenant des quantités variables de peptone. Dénombrement des germes capables de se reproduire sur gélose.

Ces résultats permettent de constater les faits suivants :

a. En l'absence de peptone, le nombre des germes décroît rapidement. La quantité la plus petite de cette substance permet cependant un accroissement. Cet accroissement varie, tant dans son rythme que dans son intensité, en fonction de la quantité de peptone présente, mais jusqu'à une certaine limite.

b. Ces variations se traduisent de la façon suivante :

La phase de latence, caractéristique des deux premières heures de la culture, est d'autant plus marquée que le milieu est plus pauvre en peptone.

La phase suivante, d'accroissement du nombre des germes en progression géométrique (*phase dite* logarithmique), ne présente sa vitesse maxima de multiplication qu'à partir d'une concentration en peptone de $0^{g},50$ pour 1000. Aux concentrations inférieures, cette vitesse est réduite de façon sensiblement proportionnelle à l'abaissement du taux de la substance nutritive.

Le maximum du nombre des germes est généralement atteint plus vite dans les milieux contenant moins de $0^{g},50$ pour 1000 de peptone. Sa valeur augmente régulièrement en fonction des quantités de peptone, jusqu'à une concentration de 5^{g} pour 1000. Si nous portons les divers maxima obtenus, en fonction des quantités de substance nutritive, nous obtenons une courbe régulière que MM. Vito Volterra et V. A. Kostitzin ont bien voulu étudier (Voir p. 1146).

A la phase de déclin, la destruction des bactéries est nettement plus rapide pour les faibles concentrations nutritives.

c. Enfin, d'une façon générale, *à partir d'une teneur de* 5g pour 1000, l'augmentation du taux de peptone n'apporte pas de différence sensible dans le cours de la multiplication ou l'intensité du croît.

CHIMIE MÉDICALE. — *Étude des variations des acidités phtaléine et formol sur l'urine des 24 heures de huit diabétiques. Fléchissement de l'acidité formol.* Note de MM. **Jules Chaussin** et **Léon Lescœur**, présentée par M. Charles Achard.

Le maintien de l'équilibre acide-base de l'organisme se traduit du côté de l'urine, par l'apparition dans celle-ci d'une certaine quantité d'acidité libre A (phtaléine) et d'acidité saturée par l'ammoniaque dite acidité formol Af. On considère aussi l'acidité phosphatique maxima possible calculée d'après le P^2O^5 de l'urine A. P.; A-A. P = A. O. acidité organique (Grimbert-Morel); on rapporte généralement ces acidités à l'urée *u* exprimée en grammes.

L'un de nous a établi sur des individus normaux, éliminant 25g d'urée environ par 24 heures, et avec 1l de vin comme boisson, une valeur moyenne pour les symboles

$$\frac{A}{u} = 1,35, \qquad \frac{Af}{u} = 2,38, \qquad \frac{A + Af}{u} = \frac{AT}{u} = 3,73,$$

sur les urines de 24 heures.

Adoptant, dans une première approximation, ces chiffres comme bases physiologiques normales, comparons ceux qui ont été obtenus sur l'urine des 24 heures chez huit diabétiques dont deux, Ger. et Lour., étaient soumis au traitement insulinique, qui a amené la disparition du sucre dans l'urine; tous au régime spécial sans limitation de quantité, comportant l'usage du vin. Les acidités sont exprimées en centimètres cubes de liqueur normale acide.

Sujet......	Ger. (insuline).	Laf.	Méd.	Pau.	Alb.	Bon.	Cr.	Lour. (insuline).	Homme normal.
Réserve alcaline.	57,9	57,9	42,3	49,2	46	60	52,1	56,4	
Glucose	traces	21	100,7	102	35,5	77,4	35,5	traces	
Urée	21,3	26,6	28,3	29,8	32	38,3	39,7	41	
$\frac{A}{u}$	1,58	2,20	1,69	1,54	1,95	1,93	1,91	1,75	1,35
$\frac{Af}{u}$	2,28	1,20	2,47	1,74	3,05	1,70	1,29	1,82	2,38
$\frac{AT}{u}$	3,86	3,40	4,16	3,28	5,0	3,63	3,2	3,57	3,73
$\frac{\frac{A}{u} - \frac{A}{u}\text{norm.}}{\frac{A}{u}\text{norm.}}$ ...	+0,17	+0,63	+0,25	+0,14	+0,44	+0,43	+0,41	+0,29	
$\frac{\frac{Af}{u} - \frac{Af}{u}\text{norm.}}{\frac{Af}{u}\text{norm.}}$.	−0,04	−0,52	+0,04	−0,27	+0,28	−0,28	−0,46	−0,23	
$\frac{\frac{AT}{u} - \frac{AT}{u}\text{norm.}}{\frac{AT}{u}\text{norm.}}$.	+0,04	−0,09	+0,11	−0,12	+0,34	−0,026	−0,14	−0,05	
$\frac{AO}{A}$	0,25	0,39	0,43	0,39	0,39	0,37	0,48	0,38	

A/*u*. — L'hyperacidité à la phtaléine apparaît sur ce tableau comme un caractère commun à tous les diabétiques étudiés; mesurée par le rapport [(A/*u*)—(A/*u*) norm.]/(A/*u*) norm., elle va de 14 pour 100 à 63 pour 100; les phosphates insuffisants pour servir de véhicule à tout l'acide à éliminer, il en résulte une proportion d'acides organiques beaucoup plus grande que dans l'urine normale; le rapport A.O/A est voisin de 40 pour 100, sauf dans le cas de Ger. (insulinique) où il est de 25 pour 100.

A*f*/*u*. — Six diabétiques sur huit ont une hypoacidité formol nette mesurée par le rapport [(A*f*/*u*)—(A*f*/*u*) norm.]/(A*f*/*u*) norm., elle varie de — 4 pour 100 à — 46 pour 100 pour les deux autres sujets, on a + 4 pour 100 pour Méd., négligeable, et + 28 pour 100 pour Alb.

AT/*u*. — La somme des deux formes de l'acidité nous montre par les valeurs que prend le rapport [(AT/*u*)—(AT/*u*) norm.]/(AT/*u*) norm. que l'acidité AT/*u* est inférieure à la normale chez cinq des sujets à hypoacidité formol; l'hypoacidité de la somme AT/*u* allant de 9 pour 100 à 14 pour 100;

Ger. insulinique est sensiblement normal à 4 pour 100. Les deux sujets ayant une hyperacidité formol au-dessus de la normale, Méd. et Alb. ont une hyperacidité AT/*u*, de 11 pour 100 et 34 pour 100. Ceux-ci sont les seuls qui ont une réserve alcaline nettement diminuée.

L'un des deux sujets traités à l'insuline Ger. a une acidité formol et une acidité totale sensiblement normales, l'autre Lour., dont l'acidité formol est diminuée, a une acidité totale voisine de la normale.

Conclusions. — L'hyperacidité à la phtaléine chez ces diabétiques est une constatation classique; *l'hypoacidité formol* qui se manifeste 6 fois sur 8 n'a pas été signalée à notre connaissance comme un phénomène fréquent chez les diabétiques; ce fait pose le problème de la recherche des causes de la déficience de l'ammoniogénèse chez certains diabétiques, dont l'hyperacidité A semble une conséquence.

A 16h5m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16h30m.

E. P.

ERRATA.

(Séance du 14 novembre 1938.)

Note de M. *René Audubert*, Application de la théorie de Debye-Hückel au titrage d'un sol de mastic :

Page 914, ligne 19, formule (4), *lire* $=k_a$.

(Séance du 5 décembre 1938.)

Note de MM. *Wilfried Heller* et *Jacques Rabinovitch*, Sur une détermination possible de la topographie des champs magnétiques faibles et hétérogènes :

Page 1088, lignes 2 et 4, page 1089, ligne 6 en remontant, *au lieu de* hétérogène, *lire* non uniforme.